

**Titre:** Modélisation, développement et caractérisation de matériaux magnétiques à base de nanofils ferromagnétiques pour les technologies hyperfréquences  
**Title:**

**Auteur:** Louis-Philippe Carignan  
**Author:**

**Date:** 2012

**Type:** Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

**Référence:** Carignan, L.-P. (2012). Modélisation, développement et caractérisation de matériaux magnétiques à base de nanofils ferromagnétiques pour les technologies hyperfréquences [Thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie. <https://publications.polymtl.ca/894/>  
**Citation:**

 **Document en libre accès dans PolyPublie**  
Open Access document in PolyPublie

**URL de PolyPublie:** <https://publications.polymtl.ca/894/>  
**PolyPublie URL:**

**Directeurs de recherche:** David Ménard, & Christophe Caloz  
**Advisors:**

**Programme:** Génie physique  
**Program:**

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

MODÉLISATION, DÉVELOPPEMENT ET CARACTÉRISATION DE MATÉRIAUX  
MAGNÉTIQUES À BASE DE NANOFILS FERROMAGNÉTIQUES POUR LES  
TECHNOLOGIES HYPERFRÉQUENCES

LOUIS-PHILIPPE CARIGNAN  
DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE  
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

THÈSE PRÉSENTÉE EN VUE DE L'OBTENTION  
DU DIPLÔME DE PHILOSOPHIÆ DOCTOR  
(GÉNIE PHYSIQUE)  
MAI 2012

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Cette thèse intitulée :

MODÉLISATION, DÉVELOPPEMENT ET CARACTÉRISATION DE MATÉRIAUX  
MAGNÉTIQUES À BASE DE NANOFILS FERROMAGNÉTIQUES POUR LES  
TECHNOLOGIES HYPERFRÉQUENCES

présentée par : CARIGNAN Louis-Philippe  
en vue de l'obtention du diplôme de : Philosophiæ Doctor  
a été dûment acceptée par le jury d'examen constitué de :

M. KASHYAP Raman, Ph.D., président  
M. MÉNARD David, Ph.D., membre et directeur de recherche  
M. CALUZ Christophe, Ph.D., membre et codirecteur de recherche  
M. LAURIN Jean-Jacques, Ph.D., membre  
M. STACHKEVITCH Andrei, Ph.D., membre

## REMERCIEMENTS

Ce travail n'aurait jamais vu le jour sans l'aide de nombreuses personnes. Je profite donc de l'occasion pour remercier les gens qui ont participé, de près ou de loin, à l'élaboration de cette thèse.

J'aimerais d'abord remercier mes directeurs de recherche, le professeur David Ménard et le professeur Christophe Caloz. David et Christophe ont joué un rôle clé tout au long de ma thèse. En plus d'être des scientifiques hors pair, David et Christophe apportent un aspect humain énormément apprécié dans le cadre d'une thèse. Ils m'ont toujours apporté un soutien moral inestimable dans les meilleurs moments de la thèse, mais aussi dans les moins bons moments. Leur porte est toujours ouverte aux étudiants ; ils sont dévoués à la recherche, et soucieux de la formation académique de leurs étudiants. David et Christophe, j'aimerais vous remercier sincèrement pour votre aide tout au long de la thèse, et pour m'avoir donné l'occasion de travailler sur un sujet de recherche aussi passionnant.

J'aimerais également remercier les professeurs Jean-Jacques Laurin, Andrei Stachkevitch, Raman Kashyap et Daniel Thériault, pour avoir cordialement accepté de siéger sur mon comité de thèse. Leurs commentaires et suggestions pour améliorer le document sont très appréciés.

Je ne peux passer sous silence l'aide du professeur Arthur Yelon. Je ne compte plus le nombre d'heures passées dans son bureau, à discuter et à me faire expliquer divers aspects de la science et du magnétisme. Mes nombreuses discussions avec le professeur Yelon ont énormément contribué à l'élaboration de cette thèse.

J'aimerais remercier mes collègues de travail en génie physique et génie électrique, avec qui j'ai passé d'agréables moments à discuter de nos thèses, de la science ou de la vie général. Notamment, Christian Lacroix, Gabriel Monette, Élyse Adam, Vincent Boucher, Fanny Béron, Djamel Seddaoui, Michal Malatek, Luiz Melo, Alexandre Ouimet, Salah Hadj-Messaoud, Nicolas Schmidt, Dany Chagnon, Nima Nateghi, Mathieu Massicotte, Laurie Archambault, Jonathan Bellemare, Stéphane Bedwani, Shulabh Gupta, Juan-Sebastian Gomez-Diaz, Hoang Van Nguyen, Samer Abielmona, Attieh Shahvarpour, Hadi Razavipour, Nima Chamanara, Simon Couture, Armin Parsa, Ning Yang, Dimitrios Sounas, Babak Nikfal, Milad Dagher, Juliano Brianeze, et plusieurs autres personnes encore.

Un merci tout spécial à Christian Lacroix, Gabriel Monette, et Élyse Adam, avec qui j'ai partagé le bureau de travail, et qui m'ont encouragé tout au long de la thèse. Leur support durant la thèse a été indéniable. Un merci tout spécial à Vincent Boucher, un collègue de travail et un théoricien hors pair avec qui j'ai passé de nombreuses heures agréables à discuter



entre autres de science, de magnétisme, des nanofils, de la double résonance, et d'autres sujets aussi passionnants. Merci également à Stéphane Bedwani, mon voisin de bureau, avec qui j'ai eu énormément de plaisir à discuter et à travailler. J'ai également eu de nombreuses discussions passionnantes avec mon collègue de travail Shulabh Gupta, devant un bon repas indien à notre restaurant préféré!

Toshiro Koderu, professeur de l'Université Yamaguchi au Japon, est particulièrement remercié pour son aide au niveau des dispositifs micro-ondes. Au moment où Toshiro Koderu était stagiaire postdoctoral à Polygrames, il a toujours été disponible pour m'expliquer les technologies hyperfréquences, en particulier les aspects reliés aux mesures des dispositifs micro-ondes.

Merci également au professeur Robert Cochrane, de l'Université de Montréal. L'expertise du professeur Cochrane m'a énormément aidé à approfondir mes connaissances en physique expérimentale, notamment au niveau de la magnétométrie quasi-statique.

J'aimerais remercier les techniciens du génie physique, en particulier Joël Bouchard, Jean-Paul Juneau, et Dominic Cappe, et les techniciens de Polygrames, notamment Jules Gautier, Steve Dubé, Maxime Thibault, et Traian Antonescu. Ils ont toujours cordialement accepté de répondre à mes « petites questions » et de m'aider à fabriquer les dispositifs micro-ondes.

Un merci tout particulier aux associés de recherche du RQMP (regroupement québécois sur les matériaux de pointe), notamment Jiri Cerny (Georgy!), Marie-Hélène Bernier et Khalid Laaziri. Ils ont été d'une grande aide au niveau de l'aspect expérimental du projet. La docteur Mariana Ciureanu et le docteur Shiyong Zhao sont remerciés pour leur aide au niveau de l'aspect électrochimie du projet.

J'aimerais remercier Azadeh Akhtari-Zavareh et le professeur Karen Kavanaugh, de l'Université Simon Fraser, en Colombie-Britannique, pour cette collaboration sur les nanofils magnétiques et pour nous avoir cordialement fournis les images de microscopie électronique en transmission.

Le docteur Bartek Kardasz et le professeur Bretislav Heinrich, de l'Université Simon Fraser, en Colombie-Britannique, sont particulièrement remerciés pour les mesures de résonance ferromagnétique à haute fréquence. Lors de mon séjour à l'Université Simon Fraser, le docteur Bartek Kardasz m'a cordialement aidé dans les mesures FMR, et dans l'analyse des résultats expérimentaux. De plus, il m'a généreusement fourni un logiciel d'analyse de données.

Merci également au professeur Alain Rochefort, pour l'utilisation de sa grappe de calculs lors de mes simulations numériques des interactions dipolaires. Je remercie également le professeur Richard Martel de m'avoir généreusement laissé utiliser ses infrastructures de recherche.

Je crois que je ne pourrai jamais assez remercier ma conjointe, Josée Godbout, pour son

amour, son aide, et son support moral inconditionnel durant la durée de ma thèse. Depuis le début de mes études universitaires, Josée a toujours été à mes côtés, malgré mes nombreuses heures consacrées à la recherche. Merci infiniment pour ta patience et ton amour.

J'aimerais aussi remercier les membres de ma famille pour leur encouragement et leur support durant la durée de mes études, en particulier ma thèse. Votre présence et votre support ont contribué à l'accomplissement de ma thèse. Merci également à mes amis Alexandre Lessnick et Vincent-Henri Comte, qui m'ont toujours épaulé dans cette aventure.

J'aimerais également remercier le CRSNG et le FQRNT pour le support financier durant la durée de mes études supérieures. En particulier, j'aimerais remercier le CRSNG pour l'octroi de la bourse Vanier. De plus, j'aimerais remercier la Fondation de l'École Polytechnique, le RQMP et la société IEEE pour l'octroi de bourses. Également, j'aimerais remercier Apollo Microwaves pour leur support financier dans le cadre d'un projet de recherche stratégique du CRSNG intitulé *Dispersion engineered multiscale micro and nano electromagnetic metamaterials for wireless systems and networks*. Le soutien financier du CRSNG, du FQRNT, de la Fondation de l'École Polytechnique, du RQMP, de la société IEEE et d'Apollo Microwaves m'ont grandement aidé à l'accomplissement de la thèse.

## RÉSUMÉ

Les métamatériaux électromagnétiques, constitués d'éléments dont la taille est très inférieure à la longueur d'onde guidée aux fréquences d'intérêts, font l'objet d'intenses recherches depuis plusieurs années, notamment à cause de la possibilité de contrôler les paramètres constitutifs des matériaux, tels les tenseurs de permittivité et de perméabilité. Puisque la performance des dispositifs hyperfréquences repose sur notre capacité à contrôler la permittivité et la perméabilité, et donc les relations de dispersion, des matériaux constituant les dispositifs, les métamatériaux électromagnétiques forment une classe de matériaux prometteurs pour la conception de nouveaux dispositifs hyperfréquences aux performances accrues.

Les réseaux de nanofils ferromagnétiques (FMNWAs, pour *ferromagnetic nanowire arrays*) constitués d'inclusions métalliques, magnétiques, cylindriques, de taille nanométrique, dans une matrice hôte diélectrique, possèdent un riche spectre de relations de dispersion aux fréquences micro-ondes accordables à l'aide d'un champ magnétique ; ces métamatériaux magnétiques offrent une possibilité de contrôle additionnel des relations de dispersion des dispositifs hyperfréquences. Une meilleure compréhension de la réponse hyperfréquence des FMNWAs nous permettrait d'évaluer le potentiel technologique de ces matériaux prometteurs.

Dans ce contexte de recherche, l'objectif de la thèse est de développer une meilleure compréhension de la réponse hyperfréquence des réseaux de nanofils ferromagnétiques métalliques, cylindriques et verticaux. En particulier, nous sommes intéressés par les FMNWAs fabriqués par des procédés électrochimiques compatibles avec les technologies de fabrication de dispositifs micro-ondes actuelles.

Pour répondre à cet objectif, nous développons d'abord un montage permettant de fabriquer des membranes nanoporeuses d'alumine par anodisation de l'aluminium. Des membranes d'alumine de 20 et 40 nm sont obtenues par ce procédé de fabrication. Une caractérisation structurelle des membranes nanoporeuses d'alumine par microscopie électronique à balayage montre un arrangement quasi-hexagonal des pores. Des membranes commerciales d'alumine de 170 nm de diamètre, dont l'arrangement des pores est aléatoire, sont utilisées pour fins de comparaison.

Des nanofils de Ni et d'un alliage de  $\text{Co}_{95}\text{Fe}_4\text{B}_1$  sont obtenus par électrodéposition à l'intérieur des pores de membranes nanoporeuses d'alumine, utilisées comme matrice hôte. Des FMNWAs de 20, 40 et 170 nm de diamètre, plusieurs microns de longueur, sont obtenus. Une caractérisation de fils individuels de CoFeB par microscopie électronique en transmission montre une texture nanocristalline.

Nous dérivons ensuite un modèle de la réponse magnétique quasi-statique des FMNWAs, incluant l'effet du champ magnétique externe statique, les interactions dipolaires dues à la forme des fils, les interactions dipolaires inter-fils et une anisotropie uniaxiale additionnelle. Le FMNWA est subdivisé en deux populations de fils, où l'aimantation intra-fil est supposée uniforme. Un modèle pour calculer les interactions dipolaires inter-fils d'un FMNWA uniformément aimanté est développé, puis adapté au cas des FMNWAs sous la saturation, constitués de deux populations de fils en interaction. Une expression permettant de calculer les courbes d'hystérésis axiales et transverses des FMNWAs est obtenue. Également, nous obtenons une expression permettant de calculer le champ effectif d'anisotropie des FMNWAs, basée sur la différence entre la susceptibilité apparente transverse et la susceptibilité apparente axiale des courbes d'hystérésis des FMNWAs.

Nous modélisons ensuite la réponse dynamique magnétique des FMWNAs. Nous résolvons l'équation du mouvement de l'aimantation pour un fil isolé, incluant l'effet du champ magnétique externe statique, du champ dipolaire dû à la forme du fil et du champ provenant de l'anisotropie uniaxiale. Nous résolvons ensuite l'équation du mouvement de l'aimantation pour un FMNWA uniformément aimanté, incluant l'effet du champ magnétique externe statique, du champ dipolaire dû à la forme des fils, du champ dipolaire inter-fils et du champ d'anisotropie uniaxial des fils. Ceci nous permet de trouver la susceptibilité dynamique du système. À partir de la condition de résonance ferromagnétique, nous pouvons obtenir une équation pour la dépendance angulaire et fréquentielle du champ de résonance des FMNWAs uniformément aimantés. Nous obtenons le tenseur de perméabilité des FMNWAs uniformément aimanté à l'aide d'un processus d'homogénéisation. Nous adaptons ensuite la procédure au cas des FMNWAs sous la saturation, constitués de deux populations de fils d'aimantation uniforme. Nous résolvons simultanément les équations du mouvement couplées de l'aimantation des deux populations de fil, incluant le l'effet du champ magnétique externe statique, du champ dipolaire dû à la forme des fils, du champ dipolaire inter-fils des deux populations et du champ d'anisotropie uniaxial des fils des deux populations. Ceci nous permet d'obtenir un tenseur de susceptibilité généralisé du système. Nous obtenons ensuite la perméabilité effective d'un tel système à l'aide d'une procédure d'homogénéisation.

La réponse quasi-statique des FMNWAs est caractérisée à l'aide d'un magnétomètre à échantillon vibrant (VSM, pour *vibrating sample magnetometer*). Une procédure est établie pour extraire le facteur de désaimantation dû aux interactions dipolaires inter-fils, la constante d'anisotropie uniaxiale, et le champ effectif à l'aide des courbes d'hystérésis axiales et transverses des FMNWAs. La réponse dynamique des FMNWAs est mesurée à l'aide d'un spectromètre de résonance ferromagnétique (FMR, pour *ferromagnetic resonance*). Des mesures angulaires de FMR sont obtenues à l'aide de cavités résonantes, et des mesures fréquentielles

de FMR sont obtenues à l'aide de la technique du guide d'onde court-circuité. Une procédure est établie pour extraire la dépendance angulaire et fréquentielle du champ de résonance et de l'élargissement de la résonance, et pour obtenir le champ effectif des FMNWAs.

Les courbes d'hystérésis axiales montrent que les FMNWAs de 20 nm de diamètre ont une rémanence et une coercivité importantes, alors que les fils de 170 nm de diamètre ont une faible rémanence et coercivité. La réponse quasi-statique des fils de 40 nm se situe entre celle des fils de 20 et 170 nm de diamètre. Un calcul préliminaire suggère que les FMNWAs de 20 et 40 nm de diamètre sont monodomaines alors que les fils de 170 nm pourraient ne pas être monodomaines. L'augmentation de la coercivité des FMNWAs avec l'inverse du diamètre est en partie attribuée à la constante d'anisotropie uniaxiale additionnelle, compatible avec une anisotropie de surface des fils.

Des mesures angulaires du champ de résonance des FMNWAs montrent une dépendance caractéristique d'une anisotropie uniaxiale. Une comparaison entre notre modèle d'interactions dipolaires et les résultats obtenus par FMR et VSM indiquent que les FMNWAs de 170 nm de diamètre sont dominés par les interactions dipolaires, alors que les interactions dipolaires et l'anisotropie uniaxiale additionnelle contribuent à l'anisotropie magnétique globale des FMNWAs de 20 nm de diamètre. L'anisotropie uniaxiale additionnelle extraite par résonance ferromagnétique augmente avec l'inverse du diamètre, et est compatible avec une anisotropie de surface.

Nous étudions également la dépendance fréquentielle de l'élargissement de la résonance des FMNWAs de Ni et de CoFeB. Une faible augmentation de l'élargissement de la résonance avec la fréquence du champ magnétique externe dynamique est observée. Un important élargissement de la résonance extrapolé à fréquence nulle suggère un élargissement inhomogène important. L'élargissement de la résonance est en parti attribué aux fluctuations spatiales du champ dipolaires, causées notamment à la longueur finie des fils, le mésalignement des fils, et le bris de symétrie de translation du réseau. Il est également possible que la rugosité de surface des fils puisse contribuer à l'élargissement de la résonance des FMNWAs, via la diffusion deux-magnons.

Un compromis entre l'élargissement de la résonance extrapolé à fréquence nulle, la fréquence de résonance à champ nul, la rémanence et la coercivité des FMNWAs axialement aimantés est mis en évidence. L'impact de ce résultat est discuté dans un contexte de dispositifs hyperfréquences à base de matériaux magnétiques.

Ensuite, l'élargissement de la résonance des FMNWAs est comparé à celui de ferrites commerciales et celui de ferrites hexagonales retrouvées dans la littérature. De manière générale, l'élargissement de la résonance des FMNWAs est supérieur à celui des ferrites commerciales, et supérieur ou égal à certaines ferrites hexagonales.

Nous concluons le document par une synthèse des résultats, et les contributions originales à la thèse. Nous discutons ensuite des perspectives de recherche que nous jugeons prometteuses sur les réseaux de nanofils ferromagnétiques.

## ABSTRACT

Electromagnetic metamaterials, constituted of elements much smaller than the guided wavelength at frequencies of interest, have been actively studied in the past years, mainly because of the possibility of controlling the constitutive parameters of materials, such as the permittivity and permeability tensors. Since the performance of microwave and millimeter wave devices rely on our ability to control the dispersion relation of the materials used in these devices, via the permittivity and permeability tensors, electromagnetic metamaterials are promising for the design of novel high frequency devices with enhanced performances.

Ferromagnetic nanowire arrays (FMNWAs) constituted of cylindrical metallic, magnetic, wires embedded in dielectric membranes possess a rich dispersion relation spectrum at microwave frequencies, tunable with a magnetic field. These magnetic metamaterials offer many possibilities for adjusting the dispersion relation of high frequency devices. A better understanding of the high frequency response of FMNWAs would allow us to evaluate the potential of these promising materials.

Within this context, the main goal of the thesis is to develop a better understanding of the high frequency response of ferromagnetic nanowire arrays, constituted of vertically aligned cylindrical, metallic, magnetic, wires. More precisely, we are interested in FMNWAs obtained using electrochemical techniques compatible with currently available microwave device facilities.

In order to achieve this goal, we have developed a setup for the fabrication of nanoporous alumina membranes by anodization of aluminum. Nanoporous alumina membranes of 20 and 40 nm diameter in average, are obtained by anodization of aluminum. Scanning electron microscopy images of the alumina membranes reveal a quasi-hexagonal ordering of the pores. For comparison, commercial Whatman alumina membranes, with pores 170 nm diameter, on average, are used.

Nickel and  $\text{Co}_{95}\text{Fe}_4\text{B}_1$  nanowires, several microns long, were obtained by electrodeposition into the pores of the alumina membranes. FMNWAs of 20, 40 and 170 nm diameter are fabricated. X-ray diffraction patterns of individual CoFeB nanowires, obtained using a transmission electron microscope, show that the wires are nanocrystalline.

We derive a model for the static response of FMNWAs, including the influence of the external magnetic dc field, of dipolar interactions due to the shape of the wires, of inter-wire dipolar interactions and of an additional uniaxial anisotropy term. The FMWNA is divided into two populations of wires, with oppositely directed magnetization. The intra-wire magnetization is assumed uniform. A model is established to calculate intra (shape of

wires) and inter-wire dipolar fields of uniformly magnetized FMNWAs. The model is then adapted to the case of FMNWAs consisting of two populations of wires, below saturation of the array. Then, equations for the axial and transverse hysteresis curves of the FMNWAs are derived. In addition, we obtain an expression for the effective anisotropy field, based on the difference between the transverse and the axial apparent susceptibility of the normalized hysteresis curves.

We model the dynamic response of the FMNWAs by first solving the equation of motion for the magnetization of a single wire, including the effect of the external magnetic dc field, the intra-wire shape dipolar field and the uniaxial anisotropy field. We then solve the equation of motion for the magnetization of a uniformly magnetized FMNWA, including the effect of the external magnetic dc field, the intra-wire shape dipolar field, the inter-wire dipolar fields and the uniaxial anisotropy field. This leads to the susceptibility tensor of the uniformly magnetized FMNWA. From the ferromagnetic resonance condition, we obtain an equation for the angular dependant and frequency dependant resonance field. The effective permeability tensor of the uniformly magnetized FMNWA is obtained using a homogenization procedure. The procedure is adapted to the case of a FMNWA below saturation, consisting of two populations of wires. The two coupled equations of motion for the magnetization of the two populations are solved simultaneously, including the effect of the external magnetic dc field, the intra-wire shape dipolar field, the inter-wire dipolar fields of the two populations, and the uniaxial anisotropy field of the two populations. This leads to a generalized susceptibility tensor of the system. The effective permeability tensor of the FMNWA below saturation is obtained using a homogenization procedure.

The static response of the FMNWAs is characterized using a vibrating sample magnetometer (VSM). We establish a procedure to extract the inter-wire demagnetizing factor, the uniaxial anisotropy constant and the effective anisotropy field using the axial and transverse hysteresis curves of the FMNWAs. The dynamic response of the FMNWAs was measured using a ferromagnetic resonance (FMR) spectrometer. Angular dependent FMR measurements were obtained using resonant cavities. Frequency dependent FMR measurements were obtained using a shorted waveguide setup. We establish a procedure to extract the angular and frequency dependent resonance field, and the effective field of the uniformly magnetized FMNWAs.

Axial hysteresis curves indicate that the 20 nm diameter wires have a significant remanence and coercivity, while the 170 nm diameter wires have small remanence and coercivity. The quasi-static response of the 40 nm wires lies between that of the 20 and the 170 nm diameter wires. Our preliminary calculations suggest that the 20 and 40 nm diameter FMNWAs are monodomain, and that the 170 nm diameter FMNWAs may be multidomain.



The increase of the coercivity with the inverse of the diameter is partly attributed to the additional uniaxial anisotropy constant. The extracted values of the anisotropy constant are compatible with those reported in the literature for surface anisotropy constants.

Angular dependent curves of the resonance field show a typical uniaxial anisotropy signature. Comparison between results of our inter-wire dipolar field model and those obtained from FMR and VSM measurements indicate that the 170 nm diameter FMNWAs are dominated by dipolar interactions. Dipolar interactions and the uniaxial anisotropy both contribute to the overall magnetic anisotropy of the 20 nm wires. The values of the additional anisotropy constant increase with the inverse of the diameter of the wires, and are compatible with those reported in the literature for surface anisotropy constants.

A small frequency dependent linewidth increase with increasing frequency is seen for the uniformly magnetized FMNWAs. Significant zero frequency extrapolated linewidths suggest the presence of large inhomogeneous linewidth broadening. The inhomogeneous linewidth broadening is partly attributed to spatially non uniform dipolar fields, notably because of the finite length of the wires, to the presence of vertically misaligned wires, and to the broken translational symmetry of the network. The presence of roughness on the surface of the wires may also contribute to the inhomogeneous linewidth broadening of the FMNWAs, for instance by two-magnon scattering processes.

A trade-off between the zero frequency extrapolated linewidth, the zero field resonance frequency, the remanence and the coercivity, is demonstrated for our FMNWAs. The impact of this result is discussed within the context of high frequency devices based on magnetic materials.

The FMR linewidth of the uniformly magnetized FMNWAs is then compared with that of commercial ferrites and hexagonal ferrites reported in the literature. Generally speaking, the FMR linewidth of FMNWAs are larger than that of commercial ferrites, and comparable or larger than that of hexagonal ferrites.

Finally, we summarize our results, and present our contributions. Then, we discuss promising future research directions for the study of ferromagnetic nanowire arrays.

## TABLE DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS . . . . .	iii
RÉSUMÉ . . . . .	vi
ABSTRACT . . . . .	x
TABLE DES MATIÈRES . . . . .	xiii
LISTE DES TABLEAUX . . . . .	xvi
LISTE DES FIGURES . . . . .	xvii
LISTE DES ANNEXES . . . . .	xxi
LISTE DES SIGLES, ABRÉVIATIONS, SYMBOLES ET CONSTANTES . . . . .	xxii
CHAPITRE 1 INTRODUCTION . . . . .	1
1.1 Mise en contexte . . . . .	1
1.2 Objectifs de recherche . . . . .	5
1.3 Organisation de la thèse . . . . .	5
1.4 Remarques importantes . . . . .	6
1.5 Publications et communications reliées à la thèse . . . . .	7
CHAPITRE 2 FABRICATION DE RÉSEAUX DE NANOFILS . . . . .	11
2.1 Introduction . . . . .	11
2.2 Choix de la méthode de fabrication des membranes nanoporeuses . . . . .	11
2.3 Fabrication de membranes nanoporeuses par anodization de l'aluminium . . . . .	13
2.3.1 Processus d'anodization de l'aluminium . . . . .	13
2.3.2 Montages expérimentaux . . . . .	18
2.3.3 Caractérisation structurale des membranes . . . . .	21
2.4 Électrodéposition de nanofils ferromagnétiques . . . . .	25
2.4.1 Survol du processus d'électrodéposition . . . . .	25
2.4.2 Électrodéposition de nanofils de composition uniforme . . . . .	29
2.4.3 Caractérisation structurale des nanofils . . . . .	31
2.5 Résumé du chapitre . . . . .	35

CHAPITRE 3	RÉPONSE QUASI-STATIQUE . . . . .	36
3.1	Introduction . . . . .	36
3.2	Nanofil unique . . . . .	36
3.2.1	Définitions préliminaires . . . . .	36
3.2.2	Interactions dipolaires . . . . .	38
3.2.3	Énergies magnétiques . . . . .	40
3.2.4	Courbes d'hystérésis . . . . .	43
3.3	Réseau de nanofils uniformes . . . . .	45
3.3.1	Définitions préliminaires . . . . .	45
3.3.2	Interactions dipolaires . . . . .	47
3.3.3	Énergies magnétiques . . . . .	58
3.3.4	Courbes d'hystérésis . . . . .	60
3.4	Résumé du chapitre . . . . .	66
CHAPITRE 4	RÉPONSE HYPERFRÉQUENCE . . . . .	68
4.1	Introduction . . . . .	68
4.2	Nanofil unique . . . . .	70
4.2.1	Équation du mouvement de l'aimantation . . . . .	70
4.2.2	Résonance ferromagnétique . . . . .	74
4.3	Réseau de nanofils uniformément aimantés . . . . .	85
4.3.1	Définition du problème . . . . .	85
4.3.2	Équation du mouvement . . . . .	85
4.3.3	Modes propres du système . . . . .	87
4.4	Réseau de nanofils sous la saturation . . . . .	91
4.5	Résumé du chapitre . . . . .	96
CHAPITRE 5	TECHNIQUES EXPÉRIMENTALES . . . . .	98
5.1	Introduction . . . . .	98
5.2	Magnétométrie quasi-statique . . . . .	98
5.3	Mesures hautes fréquences . . . . .	103
5.3.1	Mesures par cavité résonante . . . . .	103
5.3.2	Mesures par guide d'onde court-circuité . . . . .	108
5.4	Résumé du chapitre . . . . .	113
CHAPITRE 6	RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX ET DISCUSSION . . . . .	115
6.1	Introduction . . . . .	115
6.2	Réponse quasi-statique . . . . .	115

6.3	Mesures hyperfréquences . . . . .	124
6.3.1	Champ de résonance et champ effectif . . . . .	124
6.3.2	Anisotropies magnétiques . . . . .	132
6.3.3	Élargissement de la résonance . . . . .	138
6.4	Comparaison entre les nanofils et les ferrites . . . . .	145
6.5	Résumé du chapitre . . . . .	148
CHAPITRE 7 CONCLUSION . . . . .		150
7.1	Synthèse et contributions originales . . . . .	150
7.2	Perspectives de recherche . . . . .	154
RÉFÉRENCES . . . . .		157
ANNEXES . . . . .		171

## LISTE DES TABLEAUX

Tableau 2.1	Paramètres géométriques des membranes nanoporeuses d'alumine obtenues par anodization de l'aluminium en fonction de la tension d'anodization et des solutions acides utilisées. . . . .	17
Tableau 2.2	Paramètres géométriques des membranes nanoporeuses d'alumine obtenues par anodization de l'aluminium et des membranes nanoporeuses d'alumine commerciales. . . . .	24
Tableau 2.3	Constituants de la solution électrolytique pour l'électrodéposition de nanofils de CoFeB. . . . .	30
Tableau 2.4	Constituants de la solution électrolytique pour l'électrodéposition de nanofils de nickel. . . . .	31
Tableau 6.1	Données expérimentales des réseaux de nanofils ferromagnétiques extraites par VSM. . . . .	119
Tableau 6.2	Données expérimentales des réseaux de nanofils ferromagnétiques extraites par FMR. . . . .	126
Tableau 6.3	Propriétés magnétiques de quelques ferrites commerciales et des FMNWAs. . . . .	146
Tableau 6.4	Propriétés magnétiques de ferrites hexagonales et des FMNWAs. . . .	147
Tableau A.1	Constituants de la solution électrolytique pour l'électrodéposition de NiFe. . . . .	171
Tableau A.2	Constituants de la solution électrolytique pour l'électrodéposition de nanofils de cuivre. . . . .	171
Tableau A.3	Constituants de la solution électrolytique pour l'électrodéposition de films de cuivre. . . . .	172
Tableau A.4	Constituants de la solution électrolytique pour l'électrodéposition de multicouches Ni/Cu. . . . .	172
Tableau A.5	Constituants de la solution électrolytique pour l'électrodéposition de multicouches CoFeB/Cu. . . . .	172
Tableau A.6	Constituants de la solution électrolytique pour l'électrodéposition de multicouches NiFe/Cu. . . . .	173
Tableau D.1	Propriétés magnétiques de différents métaux. . . . .	189

## LISTE DES FIGURES

Figure 1.1	Représentation schématique d'un réseau de nanofils ferromagnétiques constitués de fils cylindriques métalliques verticaux dans une matrice hôte diélectrique. . . . .	2
Figure 2.1	Processus de fabrication de membranes nanoporeuses d'alumine. . . .	14
Figure 2.2	Représentation schématique d'une membrane nanoporeuses d'alumine.	18
Figure 2.3	Représentation schématique du premier montage expérimental utilisé pour la fabrication de membranes nanoporeuses d'alumine. . . . .	19
Figure 2.4	Représentation schématique du second montage expérimental utilisé pour la fabrication de membranes nanoporeuses d'alumine. . . . .	20
Figure 2.5	Représentation schématique de la plaque de support du second montage expérimental utilisé pour la fabrication de membranes nanoporeuses d'alumine. . . . .	21
Figure 2.6	Plaque d'alumine suite aux différentes étapes d'anodization de l'aluminium. . . . .	21
Figure 2.7	Vue de dessus par microscopie électronique à balayage des membranes nanoporeuses d'alumine. . . . .	23
Figure 2.8	Vue de profil par microscopie électronique à balayage des membranes nanoporeuses d'alumine. . . . .	24
Figure 2.9	Vue de profil par microscopie électronique à balayage des membranes nanoporeuses d'alumine. . . . .	25
Figure 2.10	Vue de profil par microscopie électronique à balayage des membranes nanoporeuses d'alumine. . . . .	26
Figure 2.11	Représentation schématique du processus d'électrodéposition. . . . .	27
Figure 2.12	Processus d'électrodéposition de nanofils de composition uniforme et de nanofils en multicouches. . . . .	28
Figure 2.13	Vue en section par microscopie électronique à balayage des réseaux de nanofils de composition uniforme. . . . .	32
Figure 2.14	Vue en section par microscopie électronique à balayage des réseaux de nanofils de composition uniforme. . . . .	33
Figure 2.15	Observation par microscopie électronique en transmission d'un nanofil de CoFeB. . . . .	34
Figure 3.1	Représentation schématique d'un cylindre uniformément aimanté par un champ magnétique externe statique. . . . .	37

Figure 3.2	Représentation schématique du champ dipolaire produit par un dipôle ponctuel. . . . .	39
Figure 3.3	Courbes d'hystérésis d'un cylindre uniformément aimanté. . . . .	45
Figure 3.4	Vue de surface de réseaux de nanofils ferromagnétiques par microscopie à force magnétique, montrant la bistabilité des nanofils axialement aimantés. . . . .	46
Figure 3.5	Représentation schématique d'un réseau de nanofils ferromagnétiques sous la saturation. . . . .	46
Figure 3.6	Représentation schématique du champ dipolaire produit par un dipôle d'un nanofil sur un autre nanofil. . . . .	48
Figure 3.7	Représentation d'un FMNWA, divisé en deux régions. . . . .	50
Figure 3.8	Calcul des facteurs de désaimantation des réseaux de nanofils. . . . .	54
Figure 3.9	Diagramme contour du facteur de désaimantation $N_{zz}$ d'un réseau infini de nanofils. . . . .	55
Figure 3.10	Calcul des facteurs de désaimantation des réseaux de nanofils. . . . .	56
Figure 3.11	Courbes d'hystérésis axiales d'un réseau de nanofils. . . . .	63
Figure 3.12	Courbes d'hystérésis transverses d'un réseau de nanofils. . . . .	65
Figure 4.1	Représentation schématique d'un nanofil uniformément aimanté par un champ statique externe statique, et soumis à un champ magnétique alternatif externe. . . . .	70
Figure 4.2	Composante diagonale de la susceptibilité d'un cylindre uniformément aimanté. . . . .	78
Figure 4.3	Dépendance angulaire du champ de résonance pour un cylindre uniformément aimanté. . . . .	81
Figure 4.4	Élargissement de la résonance d'un cylindre uniformément aimanté. . . . .	82
Figure 4.5	Représentation schématique d'un réseau de nanofils ferromagnétiques soumis à un champ magnétique externe statique et dynamique. . . . .	86
Figure 4.6	Mode propre d'oscillation de l'aimantation d'un FMNWA. . . . .	87
Figure 4.7	Perméabilité d'un réseau de nanofils aimantés axialement, sous la saturation. . . . .	95
Figure 5.1	Principe de fonctionnement du magnétomètre à échantillon vibrant. . . . .	99
Figure 5.2	Représentation schématique du magnétomètre à échantillon vibrant utilisé pour les mesures des courbes d'hystérésis. . . . .	101
Figure 5.3	Réponse quasi-statique typique de FMNWAs. . . . .	102
Figure 5.4	Mesures FMR par cavité résonante. . . . .	104

Figure 5.5	Positionnement de l'échantillon dans la cavité résonante pour la mesure de FMR. . . . .	105
Figure 5.6	Mesure FMR typique de réseaux de nanofils ferromagnétiques par cavité résonante. . . . .	107
Figure 5.7	Mesures de FMR angulaires typiques de réseaux de nanofils ferromagnétiques, à l'aide d'une cavité résonante. . . . .	108
Figure 5.8	Représentation schématique du spectromètre FMR utilisé pour les mesures en guide d'onde. . . . .	109
Figure 5.9	Position de l'échantillon dans le guide d'onde pour les mesures FMR en guide d'onde court circuité. . . . .	110
Figure 5.10	Mesure FMR typique de réseaux de nanofils ferromagnétiques par guide d'onde. . . . .	112
Figure 5.11	Mesures de FMR en fréquence typique de FMNWAs, à l'aide de la méthode SWG. . . . .	113
Figure 6.1	Réponse quasi-statique des réseaux de nanofils de Ni et de CoFeB en fonction de leurs paramètres géométriques. . . . .	118
Figure 6.2	Réponse quasi-statique des réseaux de nanofils de Ni et de CoFeB en fonction de leurs paramètres géométriques. . . . .	121
Figure 6.3	Constantes d'anisotropie des FMNWAs de Ni et de CoFeB, pour plusieurs diamètres de fils. . . . .	123
Figure 6.4	Dépendance fréquentielle du champ de résonance des FMNWAs de Ni et de CoFeB, pour plusieurs diamètres de fils. . . . .	125
Figure 6.5	Mesures FMR angulaires de FMNWAs par cavité résonante. . . . .	130
Figure 6.6	Corrélation entre le champ effectif obtenu par VSM et FMR. . . . .	132
Figure 6.7	Comparaison du modèle aux mesures expérimentales. . . . .	133
Figure 6.8	Comparaison entre les constantes d'anisotropie extraites par VSM et FMR. . . . .	136
Figure 6.9	Dépendance fréquentielle de la pleine largeur à mi-hauteur de la courbe de résonance axiale de FMNWAs. . . . .	139
Figure 6.10	Élargissement de la courbe de résonance à fréquence nulle des FMNWAs de Ni et de CoFeB. . . . .	141
Figure 6.11	Élargissement de la courbe de résonance à fréquence nulle des FMNWAs de Ni et de CoFeB. . . . .	142
Figure 6.12	Compromis entre élargissement de la résonance, rémanence, fréquence de résonance et coercivité pour les FMNWAs. . . . .	144
Figure C.1	Dépendance axiale du facteur de désaimantation inter-fils. . . . .	179



Figure C.2	Dépendance spatiale du champ dipolaire inter-fils. . . . .	180
Figure C.3	Champ magnétique produit par un cylindre uniformément aimanté. .	182
Figure C.4	Gradient du champ magnétique produit par un cylindre uniformément aimanté. . . . .	183
Figure D.1	Processus de renversement de l'aimantation d'un ellipsoïde de révolution.	187
Figure D.2	Processus de renversement par nucléation-propagation et vortex localisé-propagation. . . . .	187
Figure D.3	Processus d'aimantation d'un cylindre en fonction de son diamètre. .	188
Figure D.4	Diamètre critique en-dessous duquel un sphéroïde prolate devient monodomaine, en fonction de la longueur du grand axe du sphéroïde. . .	190
Figure D.5	Diamètre critique en-dessous duquel un cylindre devient superparamagnétique. . . . .	191
Figure E.1	Comparaison entre notre modèle et celui de Masuda <i>et al.</i> . . . . .	193
Figure E.2	Comparaison entre notre modèle et celui de Beleggia <i>et al.</i> . . . . .	194
Figure E.3	Comparaison entre notre modèle et les simulations numériques similaires à celles de Clime <i>et al.</i> . . . . .	195
Figure E.4	Comparaison entre notre modèle et l'équation proposée par Clime <i>et al.</i>	196
Figure E.5	Comparaison entre notre modèle et l'équation proposée par Clime <i>et al.</i>	197
Figure F.1	Simulations numériques de courbes d'hystérésis d'un réseau de nanofils axialement aimantés. . . . .	199
Figure G.1	Relations de dispersion d'un réseau de nanofils ferromagnétiques axialement aimantés. . . . .	202
Figure H.1	Représentation schématique des tiges utilisées pour les mesures de magnétométrie quasi-statique. . . . .	205
Figure H.2	Réponse quasi-statique d'une sphère de Ni et de YIG. . . . .	206
Figure H.3	Réponse quasi-statique d'un microfil de Ni. . . . .	208
Figure H.4	Réponse quasi-statique de couches minces de Ni et CoFeB. . . . .	209
Figure I.1	Représentation circuitale de l'échantillon dans un guide d'onde pour la mesure FMR par guide d'onde court-circuité. . . . .	210
Figure I.2	Puissance détectée lors de la mesure FMR SWG. . . . .	212

## LISTE DES ANNEXES

Annexe A	Électrodéposition de nanofils . . . . .	171
Annexe B	Modèle de Stoner-Wohlfarth . . . . .	174
Annexe C	Facteurs de désaimantation . . . . .	176
Annexe D	Influence de la géométrie sur les processus d'aimantation . . . . .	186
Annexe E	Confrontation du modèle aux autres modèles de la littérature . . . . .	192
Annexe F	Simulations numériques de réseaux de nanofils aimantés axialement . . . . .	198
Annexe G	Équation du mouvement de l'aimantation . . . . .	200
Annexe H	Magnétométrie quasi-statique . . . . .	205
Annexe I	Résonance ferromagnétique par guide d'onde court-circuité . . . . .	210

# LISTE DES SIGLES, ABRÉVIATIONS, SYMBOLES ET CONSTANTES

## Liste des sigles

BB	Bloch-Bloembergen (équation de)
BBG	Bloch-Bloembergen-Gilbert (équation de)
CGS	système d'unité cm g s
LL	Landau-Lifshitz (équation de)
FMNWA	réseau de nanofils ferromagnétiques ( <i>ferromagnetic nanowire array</i> )
FMR	résonance ferromagnétique ( <i>ferromagnetic resonance</i> )
G	Gilbert (équation de)
Im	partie imaginaire
MFМ	microscope à force magnétique ( <i>magnetic force microscope</i> )
QS	quasi-statique
Re	partie réelle
SEM	microscope électronique à balayage ( <i>scanning electron microscope</i> )
SI	système d'unité international
TEM	microscope électronique en transmission ( <i>transmission electron microscope</i> )
VSM	magnétomètre à échantillon vibrant ( <i>vibrating sample magnetometer</i> )

## Liste des symboles

$\overset{\leftarrow}{\underset{\rightarrow}{1}}$	tenseur diagonal unitaire $3 \times 3$
$a$	rayon des nanofils [m]
$A_{\text{at}}$	masse atomique [g mole <sup>-1</sup> ]
$A$	constante d'échange [J m <sup>-1</sup> ]
$\mathbf{B}$	densité de flux magnétique [T]
$d$	diamètre des nanofils [m]
$D$	distance interpore moyenne [m]
$\mathbf{E}$	champ électrique [V m <sup>-1</sup> ]
$f$	fréquence [s <sup>-1</sup> ]

$g$	facteur de Landé
$\mathbf{h}(t)$	champ magnétique externe dynamique [A m <sup>-1</sup> ]
$\mathbf{H}$	champ magnétique [A m <sup>-1</sup> ]
$\mathbf{H}_{\text{anis}}$	champ magnétique d'anisotropie [A m <sup>-1</sup> ]
$\mathbf{H}_{\text{ext}}$	champ magnétique externe statique [A m <sup>-1</sup> ]
$\mathbf{H}_{\text{dip}}$	champ magnétique dipolaire [A m <sup>-1</sup> ]
$H_0$	champ de résonance [A m <sup>-1</sup> ]
$H_c$	champ coercitif [A m <sup>-1</sup> ]
$H_{\text{eff}}$	champ effectif d'anisotropie [A m <sup>-1</sup> ]
$H_{\text{sat}}$	champ de saturation [A m <sup>-1</sup> ]
$H_{\parallel}$	champ de résonance axial [A m <sup>-1</sup> ]
$H_{\perp}$	champ de résonance transverse [A m <sup>-1</sup> ]
$i_{\text{dep}}$	courant de dépôt [A]
$K$	constante d'anisotropie associée au champ effectif [J m <sup>-3</sup> ]
$\mathbf{k}$	vecteur d'onde [m <sup>-1</sup> ]
$L$	longueur des nanofils [m]
$\ell_{\text{exc}}$	longueur d'échange ( $= \sqrt{2A/\mu_0 M_s^2}$ ) [m]
$m$	moment magnétique [A m <sup>2</sup> ]
$\mathbf{M}$	aimantation [A m <sup>-1</sup> ]
$M_s$	aimantation à saturation [A m <sup>-1</sup> ]
$M_r$	aimantation rémanente [A m <sup>-1</sup> ]
$\overleftrightarrow{\mathbf{N}}$	tenseur de désaimantation
$\overleftrightarrow{\mathbf{N}}_{\text{sh}}$	tenseur de désaimantation de forme
$\overleftrightarrow{\mathbf{N}}_{\text{int}}$	tenseur de désaimantation des interactions inter-fils
$N_{ij}$	composante $ij$ du tenseur de désaimantation
$N$	nombre de moles [mole]
$n$	nombre d'électrons
$P$	porosité de la membrane
$Q$	charge transférée [C]
$t$	temps [s]
$T$	paramètre d'amortissement de l'équation de BB [s]
$u$	densité d'énergie magnétique [J m <sup>-3</sup> ]
$U$	énergie magnétique [J]
$V$	volume d'un fil [m <sup>3</sup> ]
$V(t)$	tension [V]
$V_{\text{an}}$	tension d'anodization [V]

$\hat{\mathbf{x}}$	vecteur unitaire selon $x$
$\hat{\mathbf{x}}\hat{\mathbf{x}}$	produit dyadique de $\hat{\mathbf{x}}$
$\hat{\mathbf{y}}$	vecteur unitaire selon $y$
$\hat{\mathbf{z}}$	vecteur unitaire selon $z$

### Liste des symboles grecs

$\alpha$	paramètre d'amortissement de l'équation de G
$\Delta H$	élargissement de la résonance [ $\text{A m}^{-1}$ ]
$\Delta H_0$	élargissement de la résonance à fréquence nulle [ $\text{A m}^{-1}$ ]
$\overleftrightarrow{\epsilon}$	tenseur de permittivité
$\theta_H$	angle polaire du champ magnétique [rad]
$\theta_M$	angle polaire de l'aimantation [rad]
$\phi_H$	angle azimutal du champ magnétique [rad]
$\phi_M$	angle azimutal de l'aimantation [rad]
$\chi_{\perp}$	susceptibilité apparente dans la direction transverse aux fils
$\chi_{\parallel}$	susceptibilité apparente dans la direction parallèle aux fils
$\overleftrightarrow{\chi}$	tenseur de susceptibilité
$\overleftrightarrow{\mu}_{\text{eff}}$	tenseur de perméabilité effectif des FMNWAs
$\omega$	fréquence angulaire, donnée par $2\pi f$ [ $\text{rad s}^{-1}$ ]
$\omega_0$	fréquence angulaire de résonance [ $\text{rad s}^{-1}$ ]
$\omega_x$	champ de rigidité selon $x$ [ $\text{rad s}^{-1}$ ]
$\omega_y$	champ de rigidité selon $y$ [ $\text{rad s}^{-1}$ ]
$\omega_k$	fréquence angulaire du vecteur d'onde $k$ [ $\text{rad s}^{-1}$ ]
$\gamma$	rapport gyromagnétique [ $\text{rad T}^{-1}$ ]
$\lambda$	longueur d'onde [m]
$\eta$	rendement d'une déposition électrochimique
$\rho$	masse volumique de l'alliage [ $\text{g m}^{-3}$ ]
$\sigma$	conductivité [ $\text{S m}^{-1}$ ]
$\overleftrightarrow{\mu}$	tenseur de perméabilité

### Liste des constantes

$c$	vitesse de la lumière ( $= 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0} = 2.99792 \times 10^8$ ) [ $\text{m s}^{-1}$ ]
$e$	charge de l'électron ( $= -1.602177 \times 10^{-19}$ ) [C]
$F$	constante de Faraday ( $= 964853$ ) [C mole $^{-1}$ ]
$\hbar$	constante de Planck, réduite de $2\pi$ ( $= 1.05457 \times 10^{-34}$ ) [J s]
$m_e$	masse de l'électron ( $= 9.1093826 \times 10^{-31}$ ) [kg]

$\epsilon_0$	permittivité du vide ( $= 8.85 \times 10^{-12}$ ) [F m <sup>-1</sup> ]
$\mu_B$	magnéton de Bohr ( $= e\hbar/2m_e = 9.274009 \times 10^{-24}$ ) [J T <sup>-1</sup> ]
$\mu_0$	perméabilité du vide ( $= 4\pi \times 10^{-7}$ ) [H m <sup>-1</sup> ]
$i = \sqrt{-1}$	nombre imaginaire

## CHAPITRE 1

### INTRODUCTION

#### 1.1 Mise en contexte

La performance des dispositifs hyperfréquences utilisés dans le domaine des télécommunications repose sur notre capacité à maîtriser la permittivité et la perméabilité, et donc les relations de dispersion, des matériaux constituant les dispositifs. À cet égard, les métamatériaux (MTMs) électromagnétiques, définis comme des structures effectives aux propriétés généralement non disponibles à l’aide de matériaux conventionnels, et conçus à partir d’éléments dont la taille est très inférieure à la longueur d’onde guidée [25], forment une classe de matériaux prometteurs pour le domaine des télécommunications.

Quoique le terme “métamatériau” a été proposé vers la fin des années 1990, une certaine classe de MTM a longtemps été nommé matériaux artificiels, ou encore diélectriques artificiels. Dans les années 1940 et 1950, des matériaux artificiels ont été conçus à partir d’éléments métalliques tels des disques, des sphères, des fils ou des plaques, pour émuler la polarisabilité moléculaire des matériaux conventionnels. Ces matériaux artificiels ont été utilisés notamment par Kock [98] et Cohn [47], dans le but de concevoir des lentilles micro-ondes légères [48, 60]. Plus tard, Rotman a proposé un diélectrique artificiel basé sur un agencement de cylindres métalliques ou de guides d’onde à plaques parallèles afin de générer une réponse analogue à celle d’un plasma [148].

Au tournant du 21<sup>e</sup> siècle, le terme métamatériau a généralisé le concept de matériaux artificiels ou diélectriques artificiels. Les MTMs électromagnétiques ont été largement popularisés suite à la démonstration expérimentale d’un matériau ayant un indice de réfraction négatif aux fréquences micro-ondes par Smith *et al.* [162] et Shelby *et al.* [158]. Les expériences de ceux-ci confirment la prédiction théorique de Veselago [177], sur la possibilité d’obtenir un indice de réfraction négatif à partir d’une permittivité et d’une perméabilité toutes deux négatives. Le métamatériau de Smith *et al.* et Shelby *et al.* est constitué de cylindres métalliques analogues à ceux utilisés par Rotman, et d’anneaux métalliques résonants (traduction libre de *metallic split-ring resonators*) conçus par Pendry *et al.* [138]. Un champ électrique incident axial aux cylindres excite des courants de conduction axiaux, ce qui donne lieu à un champ électrique de signe opposé, donc à une permittivité négative ; un champ magnétique incident transverse au plan défini par les anneaux génère des courants circonférentiels afin de s’opposer à la variation de flux magnétique, ce qui donne lieu à un

champ magnétique de signe opposé, donc à une perméabilité négative. Peu après, Caloz et Itoh [23], Iyer et Eleftheriades [88] et Oliner [132], ont développé des métamatériaux en ligne de transmission, basés sur un agencement astucieux de condensateurs et d'inductances. Ces MTMs, affichant peu de pertes, des largeurs de bande importantes et une compatibilité accrue avec les dispositifs micro-ondes planaires par rapport aux métamatériaux résonants de Smith *et al.*, ont donné lieu à de nombreux dispositifs hyperfréquences à ondes guidées ou rayonnées. Depuis ces recherches innovatrices sur les MTMs, plusieurs livres ont été publiés sur le sujet [24, 26, 49, 59, 62, 115].

Au moment de débiter cette thèse, très peu de matériaux magnétiques avaient été utilisés pour le design de MTMs aux fréquences micro-ondes. Or, les matériaux magnétiques exhibent une activité magnétique importante aux hyperfréquences [73]. Selon la nature du matériau et les conditions expérimentales, un matériau magnétique soumis à un champ magnétique statique et dynamique peut manifester une réponse gyrotrope résonante aux fréquences micro-ondes ( $\approx 3 - 30$  GHz), et parfois aux fréquences millimétriques ( $\approx 30 - 300$  GHz). Les relations de dispersion des matériaux magnétiques, accordables à l'aide d'un champ magnétique externe, peuvent être utilisées pour le design de nouveaux MTMs aux hyperfréquences.

Dans le cadre de cette thèse, nous nous sommes intéressés au potentiel technologique des réseaux de nanofils ferromagnétiques (FMNWAs, pour *ferromagnetic nanowire arrays*) pour les dispositifs hyperfréquences. Les FMNWAs sont considérés comme une classe de MTM électromagnétique. Les FMNWAs envisagés ici sont constitués de fils cylindriques verticaux, métalliques et ferromagnétiques, imbriqués dans une matrice hôte diélectrique. La figure 1.1 montre une représentation schématique d'un FMNWA.

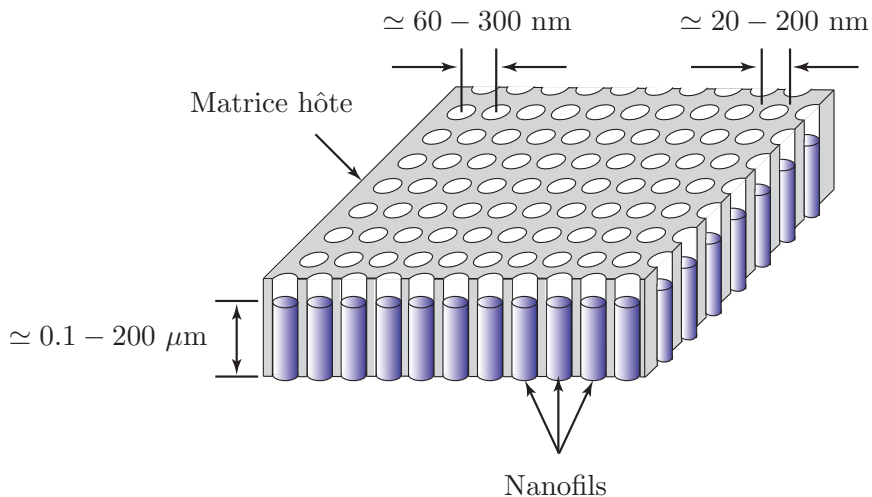


Figure 1.1 Représentation schématique d'un réseau de nanofils ferromagnétiques constitués de fils cylindriques métalliques verticaux dans une matrice hôte diélectrique.



Le diamètre des fils varie entre 20 et 200 nm et la distance inter-fils varie entre 60 et 300 nm. Ces dimensions sont bien inférieures à la longueur d'onde guidée aux fréquences micro-ondes, située au-delà du micron. La longueur des fils varie de quelques centaines de nanomètres à quelques centaines de microns. Les FMNWAs sont directement intégrés à la matrice hôte, grâce à des procédés électrochimiques compatibles avec les techniques de fabrication de dispositifs micro-ondes actuelles. La matrice hôte, constituée d'alumine, peut jouer le rôle de substrat dans un dispositif micro-onde planaire. Le diamètre des fils est bien inférieur à la profondeur de pénétration aux fréquences micro-ondes, ce qui réduit les pertes par courant de Foucault en comparaison avec les métaux massifs. Il est possible de réduire le diamètre des fils à un point tel que les fils préservent leur aimantation, suite à une prémagnétisation axiale. Ceci rend les FMNWAs attrayants pour les dispositifs micro-ondes autopolarisés, c'est-à-dire des dispositifs à base de matériaux magnétiques opérant sans champ magnétique externe.

Un des aspects importants de la thèse est d'évaluer le potentiel des FMNWAs par rapport aux matériaux habituellement utilisés dans les dispositifs micro-ondes. Plusieurs dispositifs micro-ondes à base de matériaux magnétiques, tels les circulateurs, les isolateurs ou les déphaseurs, font usage de la gyrotropie des matériaux magnétiques, en opérant plus ou moins près de la résonance ferromagnétique. Ces types de dispositifs sont souvent utilisés dans les systèmes munis d'antennes [1, 79, 109, 114, 152]. Le circulateur est un dispositif non-réciproque ayant typiquement trois ports. *Grosso modo*, un dispositif est dit non-réciproque si la transmission de l'onde diffère selon les directions de propagation du dispositif. Le circulateur idéal permet une transmission de l'onde électromagnétique d'un port à un autre, dans le sens horaire ( $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$ ) ou anti-horaire ( $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$ ), selon la direction de l'aimantation. Le circulateur peut être utilisé dans un duplexeur (dispositif qui utilise la même antenne pour l'émission et la réception d'un signal électromagnétique), afin d'éviter l'interférence entre le signal émis et détecté par l'antenne. Le circulateur peut également être utilisé comme diplexeur (multiplexeur à deux bandes de fréquences), comme interrupteur ou comme isolateur, si un des ports est terminé par une charge adaptée [114].

L'isolateur est un dispositif à deux ports, qui transmet l'onde dans une direction, mais pas la direction opposée, grâce à la gyrotropie du matériau magnétique et la non-réciprocité du dispositif. L'isolateur empêche un retour de l'onde vers la source, afin de protéger cette dernière.

Un déphaseur permet d'ajuster la phase de l'onde, notamment via la perméabilité du matériau magnétique. Dans un réseau d'antennes, le déphaseur peut déphaser une antenne par rapport à une autre, et donc ajuster la direction d'émission ou de réception des antennes.

Essentiellement tous les dispositifs micro-ondes commerciaux à base de matériaux magné-

tiques font usage de matériaux ferrimagnétiques (communément appelés ferrites), tels les grenats d'yttrium, les spinelles ou les ferrites hexagonales [75, 109]. Les grenats d'yttrium ont des largeurs de résonance particulièrement faibles, parfois inférieures à 1 Oe ( $80 \text{ A m}^{-1}$ ) pour certaines sphères monocristallines [165]. Aux fréquences millimétriques, les dispositifs à base de grenats d'yttrium ou de spinelles nécessitent un champ magnétique externe statique important, parfois même prohibitif, en mode normal d'opération. Certaines ferrites hexagonales autopolarisées peuvent être utilisées de manière alternative aux grenats d'yttrium ou aux spinelles. Cependant, leur intégration aux dispositifs planaires pose quelques défis technologiques [75, 77].

Les FMNWAs offrent une alternative intéressante aux ferrites hexagonales, pour la fabrication de dispositifs planaires autopolarisés, aux fréquences micro-ondes ou millimétriques. Plusieurs prototypes de dispositifs micro-ondes à base de FMNWAs ont été démontrés. Des circulateurs en ligne microruban ont été fabriqués par Saib *et al.* [149], Allaey [6] et plus récemment par Darquès *et al.* [51]. Des isolateurs asymétriquement chargés de nanofils ont été conçus en configuration ligne micro-ruban par Spiegel *et al.* [166], et en configuration guide coplanaire par Kuanr *et al.* [105]. Carignan *et al.* ont rapporté un isolateur à déplacement double-bande, en configuration ligne microruban, en utilisant la double résonance des FMNWAs [29, 34]. De La Torre Medina *et al.* ont fabriqué un déphaseur à base de nanofils, en configuration ligne micro-ruban [54]. Des inductances ont été rapportées par Spiegel *et al.* [167] et Hsu *et al.* [83], et des absorbeurs ont été conçus par Qiao *et al.* [141] et Chen *et al.* [39].

Puisque la performance des dispositifs hyperfréquences à base de matériaux magnétiques repose sur notre capacité à maîtriser les relations de dispersion de ces matériaux, une question importante de la thèse est de savoir s'il est possible de contrôler les relations de dispersion des FMNWAs.

De plus, une fraction importante des dispositifs conçus à partir de FMNWAs ont des pertes micro-ondes substantielles : la transmission de l'onde électromagnétique au travers du dispositif est souvent accompagnée d'une atténuation importante. La mésadaptation de l'impédance des dispositifs à base de FMNWAs par rapport à l'impédance du circuit (généralement à  $50 \Omega$ ) ne peut à elle seule expliquer les faibles transmissions observées. Ceci nous mène à une autre question importante de la thèse : est-il possible de réduire les pertes dans les dispositifs à base de FMNWAs afin de rendre ceux-ci concurrentiels ou complémentaires aux dispositifs à base de ferrites ?

Les dispositifs à base de matériaux magnétiques opèrent plus ou moins près de la résonance ferromagnétique, afin de bénéficier de la gyrotropie du matériau magnétique. L'élargissement de la résonance ferromagnétique, causée notamment par les divers phénomènes de relaxation

de l'aimantation, contribue à augmenter les pertes micro-ondes. Une étude de la réponse magnétique des FMNWAs nous permettrait de mieux comprendre les phénomènes de relaxation de l'aimantation associés aux FMNWAs, et potentiellement de réduire l'élargissement de la résonance, donc les pertes, des dispositifs à base de FMNWAs.

## 1.2 Objectifs de recherche

L'objectif principal de la thèse est de *développer une meilleure compréhension de la réponse hyperfréquence des réseaux de nanofils ferromagnétiques métalliques, cylindriques et verticaux*. Pour atteindre l'objectif principal de la thèse, nous proposons les objectifs spécifiques suivants :

1. Fabriquer des FMNWAs par des procédés électrochimiques compatibles avec les technologies micro-ondes actuelles.
2. Caractériser les FMNWAs à l'aide de techniques de microscopie.
3. Développer un modèle de la réponse magnétique des FMNWAs.
4. Caractériser la réponse magnétique des FMNWAs.
5. Confronter le modèle aux mesures expérimentales.
6. Déterminer l'effet des paramètres géométriques des FMNWAs sur l'élargissement de la résonance, comparer les valeurs obtenues à celles de ferrites conventionnelles, et évaluer la possibilité de réduire l'élargissement de la résonance des FMNWAs.

## 1.3 Organisation de la thèse

Pour accomplir les objectifs de la thèse mentionnés ci-haut, nous proposons de subdiviser le manuscrit en six chapitres : la fabrication, la modélisation de la réponse quasi-statique, la modélisation de la réponse dynamique, les techniques de caractérisation de la réponse magnétique, la discussion des résultats et la conclusion.

La fabrication des FMNWAs sera abordée au chapitre 2. Nous présenterons la technique de fabrication des membranes nanoporeuses puis nous présenterons les résultats de la caractérisation structurale des membranes. Ensuite, nous discuterons de la fabrication et de la caractérisation structurale des nanofils ferromagnétiques.

Le chapitre 3 est voué à la modélisation de la réponse quasi-statique des FMNWAs. Nous dériverons une expression permettant d'obtenir les courbes d'hystérésis des FMNWAs.

Nous étudierons la réponse dynamique des FMNWAs au chapitre 4. Nous introduirons l'équation du mouvement de l'aimantation et discuterons de la dynamique de l'aimantation d'un nanofil. Nous aborderons la dynamique de l'aimantation des FMNWAs uniformément

aimantés, puis nous traiterons la dynamique de l'aimantation des FMNWAs sous la saturation. Nous dériverons une expression permettant de calculer la perméabilité effective des FMNWAs au-dessus et en-dessous de la saturation.

Nous présenterons les techniques expérimentales utilisées pour la caractérisation de la réponse magnétique des FMNWAs au chapitre 5. Nous détaillerons les techniques de caractérisation par magnétométrie à échantillon vibrant et par résonance ferromagnétique. Nous établirons une procédure pour extraire certaines propriétés magnétiques des FMNWAs à l'aide de ces deux techniques de caractérisation.

Les résultats de la caractérisation magnétique des FMNWAs seront présentés au chapitre 6. Nous verrons l'influence des paramètres géométriques sur la réponse quasi-statique et dynamique des FMNWAs. Nous confronterons les résultats du modèle aux données expérimentales, puis nous comparerons les propriétés magnétiques des FMNWAs à celles des ferrites conventionnelles.

Au chapitre 7, nous résumerons les résultats obtenus au cours de la thèse. Nous mentionnerons ensuite quelques avenues de recherche sur les FMNWAs que nous jugeons prometteuses.

#### 1.4 Remarques importantes

Le système d'unités international (SI) sera privilégié au cours de la thèse. Cependant, le système d'unités CGS (cm g s) a été abondamment utilisé dans la littérature sur le magnétisme, et est toujours utilisé par plusieurs groupes de recherche. À plusieurs endroits de la thèse, nous utiliserons le système d'unités CGS, juxtaposé de la valeur en système SI. Par exemple, pour l'aimantation à saturation, nous indiquerons  $M_s = 460 \text{ emu cm}^{-3}$  (460 kA m<sup>-1</sup>). La conversion du système CGS vers le système SI est la suivante : pour le champ magnétique,  $1 \text{ Oe} = 1000/4\pi \simeq 80 \text{ A m}^{-1}$  ; pour l'aimantation,  $1 \text{ emu cm}^{-3} = 10^3 \text{ A m}^{-1}$  ; pour le moment magnétique,  $1 \text{ emu} = 10^{-3} \text{ A m}^2$  ; pour l'induction magnétique,  $1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$ .

Autre remarque importante ; tout au long du document nous privilégions les sigles et acronymes anglais par rapport à ceux français. Par exemple, pour la résonance ferromagnétique, nous utilisons le sigle FMR, pour *ferromagnetic resonance*, au lieu de RFM. La raison est que les sigles et acronymes anglais sont communément employés dans la littérature et dans les banques de données d'articles, thèses, etc. Il est donc plus aisé pour le lecteur d'effectuer une recherche à l'aide des sigles et acronymes anglais.

## 1.5 Publications et communications reliées à la thèse

L’auteur de la thèse a participé à un certain nombre de publications et communications scientifiques. La présente section détaille les publications de l’auteur pertinentes à la thèse.

### Publications dans des revues avec comité de lecture

S. Gupta, **L.-P. Carignan**, et C. Caloz, “Group Delay Swing Enhancement in Transmission-Line All-Pass Networks using Coupling and Dispersion Boosting Ferrimagnetic Substrate”, *Microwave and Optical Technology Letters*, **54**(3), 589-593 (2011).

V. Boucher, C. Lacroix, **L.-P. Carignan**, A. Yelon et D. Ménard, “Resonance modes in arrays of interacting ferromagnetic nanowires subjected to a transverse static magnetic field”, *Applied Physics Letters*, **98**, 112502 :1-3 (2011).

**L.-P. Carignan**, A. Yelon, D. Ménard, et C. Caloz, “Ferromagnetic nanowires : Theory and Applications”, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **59**(10), 2568-2586 (2011).

V. Boucher, **L.-P. Carignan**, T. Kodera, C. Caloz, A. Yelon et D. Ménard, “Effective permeability tensor and double resonance of interacting bistable ferromagnetic nanowires”, *Physical Review B*, **80**, 224402 :1-11 (2009).

**L.-P. Carignan**, V. Boucher, T. Kodera, C. Caloz, A. Yelon et D. Ménard, “Double ferromagnetic resonance in nanowire arrays”, *Applied Physics Letters*, **95**(5), 062504 :1-3 (2009). L’article a été sélectionné pour la revue *Virtual Journal of Nanoscale Science & Technology*, édition du 24 août 2009.

**L.-P. Carignan**, T. Kodera, C. Caloz et D. Ménard, “Moldable Polymer/Ferrite Composite and Application to an Integrated CPW Tunable Phase Shifter”, *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, **19**(4), 206-208 (2009).

**L.-P. Carignan**, R. W. Cochrane et D. Ménard, “Design of a compensated signal rod for low magnetic moment sample measurements with a vibrating sample magnetometer”, *Review of Scientific Instruments*, **79**, 035107 :1-5 (2008). L’article a été sélectionné pour la revue *Virtual Journal of Nanoscale Science & Technology*, édition du 7 avril 2008.

Fanny Béron, **L.-P. Carignan**, D. Ménard, et A. Yelon, “Magnetic behaviour of Ni/Cu Multilayer Nanowire Arrays Studied by First-Order Reversal Curve Diagrams”, *IEEE Transactions on Magnetics*, **44**(11), 2745-2748 (2008).

**L.-P. Carignan**, C. Lacroix, A. Ouimet, M. Ciureanu, A. Yelon et D. Ménard, “Magnetic anisotropy in arrays of Ni, CoFeB, and Ni/Cu nanowires”, *Journal of Applied Physics*, **102**, 023905 :1-8 (2007).

## Publications dans des comptes rendus de conférence

**L.-P. Carignan**, D. Ménard, et C. Caloz, “Ferromagnetic Nanowire Material Electromagnetic and Quantum Devices”, International Conference on Telecommunications in Modern Satellite, Cable and Broadcasting Services, Nis (Serbie), 5-8 octobre, Session Electromagnetic Metamaterials MTM.7, 47-50 (2011).

H. Razavipour, **L.-P. Carignan**, D. Ménard, A. Yelon, et C. Caloz, “Ferromagnetic Nanowire (FMNW) Self-biased H-plane Resonance Isolator”, Asia Pacific Microwave Conference, Yokohama (Japon), Session FR1B-01, 7-10 décembre, 1517-1520 (2010).

**L.-P. Carignan**, C. Caloz, D. Ménard, “Dual-Band Integrated Self-biased Edge-Mode Isolator based on the Double Ferromagnetic Resonance of a Bistable Nanowire Substrate”, Session TH3B-1, International Microwave Symposium, Anaheim (États-Unis), 1336-1339 (2010).

C. Caloz, **L.-P. Carignan**, V. Boucher, T. Kodera, S. Couture, A. Parsa, D. Ménard et A. Yelon, “Recent Advances in Micro-structured Electric and Nano-structured Magnetic Microwave Metamaterials”, Session technique “The Impact of Nanoelectronics on Radio Frequency Technology”, International Microwave Symposium, Anaheim (États-Unis), Session TH3E-4, 1416-1419 (2010).

**L.-P. Carignan**, T. Kodera, A. Yelon, D. Ménard, et C. Caloz, “Integrated and Self-Biased Planar Magnetic Microwave Circuits Based on Ferromagnetic Nanowire Substrates”, European Microwave Conference, Rome (Italie), 22 septembre - 2 octobre, Session EuMC39-4, 743-746 (2009).

**L.-P. Carignan**, M. Massicotte, C. Caloz, A. Yelon et D. Ménard, “Magnetization Reversal in Ni nanowires with Different Diameters”, IEEE Transactions on Magnetics, **45**(10), 4070-4073 (2009). Article suite à la conférence International Magnetism Conference, “Magnetization process in ferromagnetic nanowires”, Session EE-06, Sacramento (États-Unis), 4-8 mai (2009).

**L.-P. Carignan**, M. Massicotte, R. W. Cochrane et D. Ménard, “Concept of signal rod compensation for low magnetic moment measurement with a Vibrating Sample Magnetometer”, Sensor Letters, **7**(3), 433-436 (2009). Article suite à la conférence European Magnetic Sensors and Actuators Conference, “Concept of signal rod compensation for low magnetic moment sample measurements with a Vibrating Sample Magnetometer”, Affiche, Caen (France), 30 juin au 2 juillet (2009).

## Conférences sans compte rendu

D. Ménard, **L.-P. Carignan**, V. Boucher, C. Caloz, et A. Yelon, “Engineering the electromagnetic properties of ferromagnetic nanowire arrays”, Advanced Electromagnetic Symposium, Paris (France), Session Tuneable metamaterials, Giant Magnetoimpedance and GMI-related applications, 16-19 avril (2012).

A. Akhtari-Zavareh, **L.-P. Carignan**, A. Yelon, D. Ménard, T. Kasama, R. Herring, R. E. Dunin-Borkowski, M. R. McCarteny et K. L. Kavanagh, “Measuring the Magnetic Induction of Isolated CoFeB Nanowires by Off-Axis Electron Holography”, Microscopy and Microanalysis 2012, Phoenix (États-Unis), (2012).

A. Akhtari-Zavareh, **L.-P. Carignan**, A. Yelon, D. Ménard, T. Kasama, R. Herring, R. E. Dunin-Borkowski, M. R. McCarteny et K. L. Kavanagh, “Off-axis electron holography of ferromagnetic multilayer nanowire arrays”, Intermag 2012, Vancouver (Canada), Session AF-04, 8 May 2012, (2012).

**L.-P. Carignan**, H. Razavipour, D. Ménard, A. Yelon, et C. Caloz, “Ferromagnetic Nanowire Metamaterials : Theory and Application”, workshop “Novel Devices and Advanced Modeling Techniques in RF Nanoelectronics”, European Microwave Conference, Manchester (Angleterre), 9-14 octobre, Session W02-03, (2011).

**L.-P. Carignan**, V. Boucher, C. Caloz, A. Yelon et D. Ménard, “Microwave response of ferromagnetic nanowire arrays”, Moscow International Symposium on Magnetism, Moscou (Russie), 21-25 août, Session 25-TL-B2, (2011).

C. Caloz, T. Kodera, **L.-P. Carignan**, H. Razavipour, D. Ménard et A. Yelon, “Ferromagnetic Nanowire Materials and their Application to Leaky-Wave Antennas with the Benefits of Self-biasing, Integration and Double Ferromagnetic Resonance”, session spéciale “Nanoparticles and nanostructures for RF applications”, IEEE International Symposium on Antennas and Propagation and CNC-USNC/URSI Radio Science Meeting, Toronto (Canada), Session 102.5, 11-17 juillet (2010).

D. Ménard, V. Boucher, **L.-P. Carignan**, S. Hadj-Messaoud, C. Lacroix, C. Caloz, et A. Yelon, “Microwave response of ferromagnetic nanowire arrays”, International Workshop on Magnetic Wires, Bodrum (Turquie), Session FI2.1, 8-9 juillet (2010).

D. Ménard, V. Boucher, **L.-P. Carignan**, S. Hadj-Messaoud, C. Lacroix, C. Caloz et A. Yelon, “Engineering the Microwave Response of Ferromagnetic Nanowire Arrays”, International Conference on Microwave Magnetism, Boston (États-Unis), 1-5 juin, Session A4-4 (2010).

**L.-P. Carignan**, V. Boucher, C. Lacroix, C. Caloz, A. Yelon et D. Ménard, “Double ferromagnetic resonance in CoFeB ferromagnetic nanowire arrays and application to selfbiased microwave devices”, International Conference on Microwave Magnetism, Boston (États-Unis),



1-5 juin, Session A1-4 (2010).

**L.-P. Carignan**, D. Ménard, A. Yelon, et C. Caloz, “Recent Advances in Ferromagnetic Nanowire Composites for Microwave Applications”, workshop “Nanotechnologies : The Gateway to Innovative Radio Frequency Devices”, European Microwave Conference, Paris (France), 26 septembre-1 octobre, Session WFS02 (2010).

S. Hadj-Messaoud, **L.-P. Carignan**, V. Boucher et D. Ménard, “Compréhension des propriétés magnétostatiques et micro-ondes des nanofils magnétiques”, Numéro 2184, Congrès de l’Association Francophone pour le Savoir, Montréal, 10 au 14 mai (2010).

**L.-P. Carignan**, T. Kodera, D. Ménard, A. Yelon, et C. Caloz, “Ferromagnetic Nanowire Metamaterial Structures for Microwave Applications”, workshop “New Microwave Devices and Materials Based on Nanotechnology”, International Microwave Symposium, Anaheim (États-Unis), WMD-1 (2010).

S. Hadj-Messaoud, **L.-P. Carignan**, et D. Ménard, “Ferromagnetic resonance in coupled CoFeB/Cu/CoFeB trilayers electrodeposited in nanoporous membranes”, Session HC-07, MMM/Intermag, Washington D.C. (États-Unis), 18-22 janvier (2010).

F. Béron, **L.-P. Carignan**, K. Pirota, M. Knobel, D. Ménard, et A. Yelon, “Magnetization reversal of ferromagnetic nanowire arrays studied by angular FORC measurements”, Session EE-03, International Magnetism Conference, Sacramento (États-Unis), 4-8 mai (2009).

C. Caloz, **L.-P. Carignan**, D. Ménard, et A. Yelon, “The concept of multi-scale metamaterials”, USNC/URSI National Radio Science Meeting, Session 301.6, San Diego (États-Unis), 5-12 juillet (2008).

F. Béron, **L.-P. Carignan**, A. Yelon et D. Ménard, “FORC diagrams : an effective method to study the magnetic behaviour of Ni/Cu multilayer nanowire arrays”, International Magnetism Conference, Madrid (Espagne), 4 au 8 mai (2008).

G. Monette, **L.-P. Carignan**, V. Boucher, A. Yelon, S. Francoeur et D. Ménard, “Ferromagnetic resonance relaxation processes in Ni and CoFeB nanowires”, International Workshop on Magnetic Wires, Zumaia (Espagne), 8 au 10 mai (2008).

D. Ménard, **L.-P. Carignan**, V. Boucher, F. Béron et A. Yelon, “Electromagnetic behavior of ferromagnetic nanowire arrays”, Session I-3, 4th International Workshop on Amorphous and Nanostructured Magnetic Materials, Iasi (Roumanie), 29 au 31 août (2007).

**L.-P. Carignan**, C. Lacroix, A. Ouimet, M. Ciureanu, A. Yelon et D. Ménard, “Ferromagnetic resonance study of magnetic anisotropies in arrays of Ni/Cu and CoFeB/Cu multilayered nanowires”. MMM/Intermag, Baltimore (États-Unis), Session EH-12, 7 au 11 janvier (2007).



## CHAPITRE 2

### FABRICATION DE RÉSEAUX DE NANOFILS

#### 2.1 Introduction

Le présent chapitre est voué à la fabrication de réseaux de nanofils ferromagnétiques. Parmi les différentes techniques de fabrication de réseaux de nanofils ferromagnétiques, nous avons choisi l'électrodéposition de nanofils ferromagnétiques à l'intérieur de membranes nanoporeuses d'alumine obtenues par anodization de l'aluminium. Le choix de cette technique de fabrication sera justifié à la section 2.2.

À la section 2.3, nous présenterons la technique de fabrication de l'alumine nanoporeuse par anodization de l'aluminium. Nous survolerons la technique d'anodization de l'aluminium, nous détaillerons les montages d'anodization de l'aluminium développés dans le cadre de cette thèse puis nous présenterons les résultats de la caractérisation structurale des membranes d'alumine.

L'électrodéposition de nanofils ferromagnétiques sera abordé à la section 2.4. Nous survolerons la technique d'électrodéposition, nous discuterons de l'électrodéposition de nanofils de composition uniforme, puis nous présenterons les résultats de la caractérisation structurale des nanofils.

Trois types de membranes nanoporeuses d'alumine seront comparées : des membranes nanoporeuses de 20 nm de diamètre obtenues par anodization de l'aluminium, des membranes nanoporeuses de 40 nm de diamètre obtenues par anodization de l'aluminium, et des membranes d'alumine commerciales Whatman de 170 nm de diamètre, souvent utilisées pour filtrer des solutions liquides. Des nanofils de Ni et de CoFeB seront fabriqués par électrodéposition à l'intérieur de ces trois types de membranes nanoporeuses.

#### 2.2 Choix de la méthode de fabrication des membranes nanoporeuses

Il existe plusieurs techniques de fabrication de membranes nanoporeuses. Nous présentons diverses techniques de fabrication, et leurs avantages et inconvénients. Nous précisons ensuite pourquoi nous avons retenu le processus d'électrodéposition à l'intérieur de membranes nanoporeuses d'alumine obtenues par anodization de l'aluminium.

Des membranes nanoporeuses peuvent être obtenues par bombardement ionique. Cette technique consiste à bombarder une membrane polymérique plane à l'aide d'ions de haute

énergie [64]. Les ions pénètrent la membrane et y laissent une trace. La membrane polymérique est alors soumise à une attaque chimique, qui a pour but d'élargir la trace laissée par l'ion, et de former un pore. Cette technique permet de contrôler la taille moyenne des pores grâce à la durée de l'attaque chimique, et leur espacement moyen à l'aide de la fluence du faisceau ionique. Cependant, il peut y avoir un mésalignement vertical des pores, dû à l'angle d'entrée variable des ions.

Il est possible de fabriquer des membranes nanoporeuses par alignement des chaînes polymériques d'un copolymère dibloc, suivi d'une gravure sélective d'un des composants du polymère. Les chaînes polymériques peuvent être alignées sous champ électrique intense [175] ou par évaporation d'un solvant [96]. Cette technique de fabrication permet l'obtention de pores hexagonalement ordonnés. La taille et l'espacement inter-pore dépend de la masse moléculaire des chaînes du composant minoritaire du copolymère. Cependant, cette technique de fabrication est difficile à implémenter en laboratoire [27] et les membranes nanoporeuses sont limitées à quelques microns d'épaisseur.

La technique de lithographie interférentielle consiste à interférer un faisceau lumineux, dans les ultraviolets (U.V.), avec lui-même afin d'obtenir un patron d'interférence à la surface d'un polymère photosensible. Les régions exposées du polymère sont dégradées par les rayons U.V. et dissoutes dans un développeur. Un matériau peut être déposé à l'intérieur des pores [63],[147]. Le motif obtenu par cette technique est répété sur une très grande surface, mais les membranes nanoporeuses sont limitées à quelques microns d'épaisseur.

La technique de nanoimpression consiste à chauffer un polymère au-dessus de sa température de transition vitreuse et à le presser à l'aide d'un moule [151]. Il est possible d'obtenir un motif bien défini sur une très grande surface. Par contre, les membranes nanoporeuses obtenues par nanoimpression sont limitées à quelques microns d'épaisseur.

Il est possible d'obtenir des membranes nanoporeuses par anodisation de l'aluminium [55]. Cette technique consiste à oxyder une plaque d'aluminium en milieu aqueux, souvent acide, à l'aide d'un courant électrique. Selon les conditions expérimentales, il est possible de fabriquer des membranes nanoporeuses dont l'organisation des pores est hexagonale. L'épaisseur des membranes est contrôlée par le temps d'anodisation. Il est possible d'obtenir des membranes d'alumine de moins d'un micron à quelques centaines de microns d'épaisseur. Les paramètres géométriques des pores (diamètre, distance inter-pore et arrangement des pores) sont contrôlés par les paramètres d'anodisation (acide, voltage, température, etc.). Les pores sont alignés verticalement, les uns avec les autres. Les membranes d'alumine sont dures, mais fragiles.

Pour la fabrication des membranes nanoporeuses, nous avons retenu la méthode d'anodisation de l'aluminium car elle permet de contrôler les paramètres géométriques (épaisseur,

diamètre, distance inter-pores) à l'aide des paramètres d'anodization (temps d'anodization, solution acide, tension, etc.). De plus, la membrane d'alumine peut être suffisamment épaisse pour être utilisée comme substrat dans un dispositif micro-onde. Le processus d'anodization peut être adapté à la fabrication d'échantillons de petite ou grande taille, selon les besoins. Le processus d'anodization ne nécessite pas de technologie de vide poussé, est bien documenté dans la littérature et peut être implémenté rapidement dans un laboratoire à des coûts initiaux raisonnables. La fragilité des membranes d'alumine est mitigée par la possibilité de placer la membrane sur un support rigide.

L'électrodéposition a été choisie car elle permet de déposer des fils conformes à la taille des pores, de quelques nm à quelques centaines de microns de longueur. En utilisant l'électrodéposition pulsée, il est possible de remplir uniformément les pores des membranes nanoporeuses [129]. L'électrodéposition ne nécessite pas de technologie de vide poussé et la littérature est abondante sur le sujet.

## **2.3 Fabrication de membranes nanoporeuses par anodization de l'aluminium**

### **2.3.1 Processus d'anodization de l'aluminium**

L'anodization de l'aluminium consiste à oxider une surface d'aluminium en milieu aqueux (souvent acide), par un procédé électrochimique [16], [55], [90], [135], [154], [170]. Sous certaines conditions expérimentales, l'oxide d'aluminium peut former des pores de taille nanométrique, et structurés en un réseau hexagonal. Le processus d'anodization de l'aluminium est représenté schématiquement à la figure 2.1.

Le processus débute avec une plaque d'aluminium de haute pureté, de teneur en Al généralement supérieure à 99.9%. Les plaques d'aluminium utilisées ici ont une pureté de 99.998%, et proviennent de Alfa Aesar. Plus la pureté de la plaque d'Al est élevée et plus la structuration hexagonale des pores est importante. Si la surface de la plaque d'aluminium présente des rainures ou des encavures importantes, la plaque est mécaniquement polie afin d'obtenir une surface plane. Nous avons utilisé des papiers émeries de SiC de grain 1000, 1500 et 2000, pour obtenir un fini miroir. La plaque d'Al est nettoyée au savon liquide et à l'eau pour enlever les contaminants. La plaque est nettoyée à l'eau déionisée puis séchée à l'aide d'un jet d'azote. La plaque d'Al est ensuite dégraissée dans l'acétone (solution concentrée, de Baker) pendant 2 min, dans l'isopropanol (solution concentrée, de Baker) pendant 2 min, rincée dans l'eau déionisée (DI) pendant 2 min, puis séchée à l'aide d'un jet d'azote. La plaque est gravée dans une solution de NaOH 1 M (40 g de NaOH par litre de solution) pendant 1 min, afin d'enlever les contaminants et graver la couche d'oxide d'aluminium à la surface. L'échantillon est rincé dans l'eau DI pendant 1 min et séché à l'azote. Un recuit de la plaque

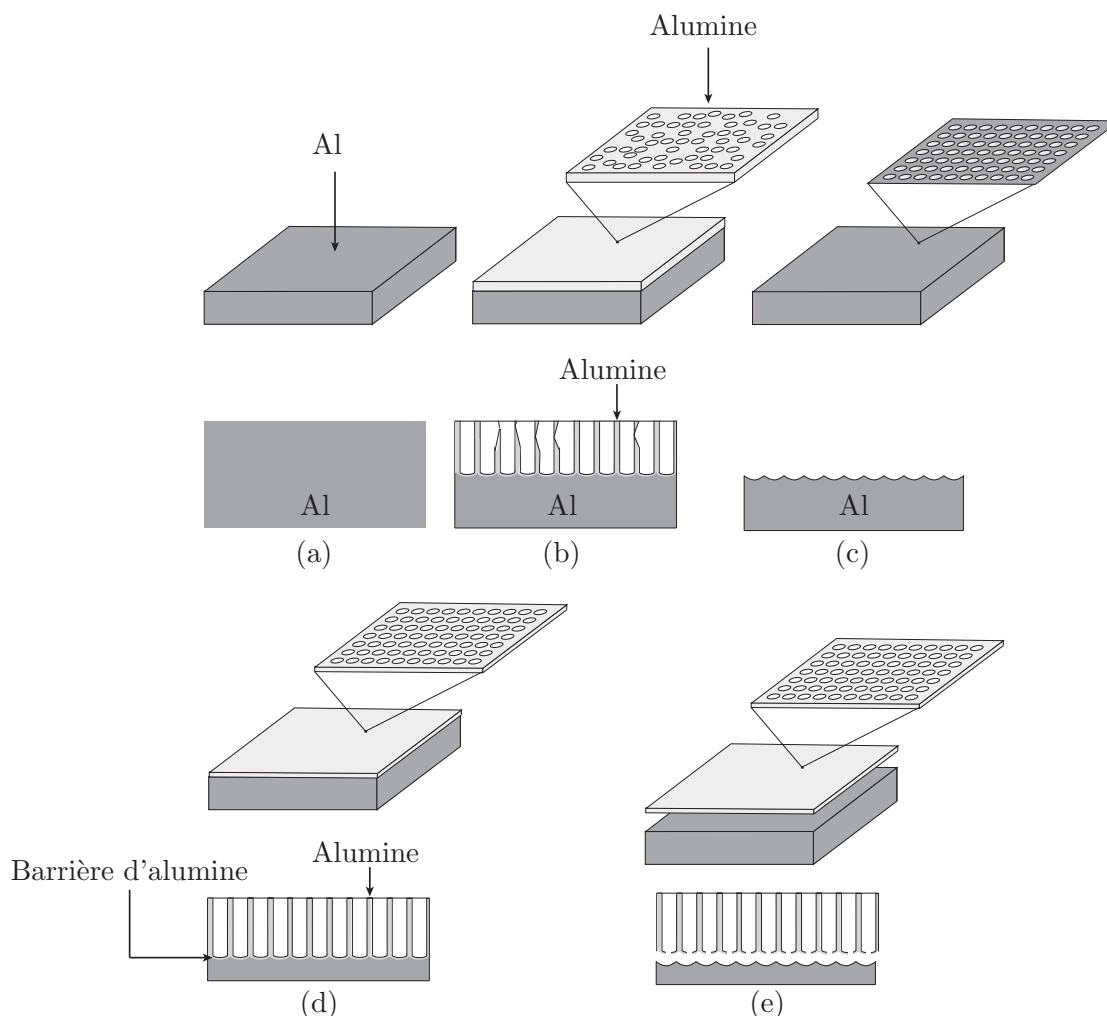


Figure 2.1 Représentation schématique du processus de fabrication de membranes nanoporeuses d'alumine par anodization. (a) Plaque d'aluminium. (b) Première étape d'anodization. (c) Gravure de l'alumine dans l'acide phosphochromique. (d) Seconde étape d'anodization. (e) Détachement de la membrane d'alumine.

d'Al à 400°C augmente la taille des grains et favorise un arrangement hexagonal des pores sur une plus grande surface.

Un électropolissage réduit la rugosité de surface [figure 2.1(a)]. L'électropolissage consiste à porter une plaque conductrice à un certain potentiel par rapport à une contre-électrode, dans une solution aqueuse (souvent acide). Lorsque la plaque est portée à un certain potentiel, les ions de la solution chimique attaquent préférentiellement les aspérités de la surface, où le champ électrique est le plus important. Les aspérités sont gravées plus rapidement que les régions planes, ce qui réduit la rugosité de surface. Jessensky *et al.* n'ont observé une structuration hexagonale des pores qu'après un électropolissage de la surface d'aluminium

[90]. Nous avons effectué un électropolissage des plaques d'aluminium pendant 2 min, dans une solution 40 :40 :20 de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  : $\text{H}_3\text{PO}_4$  : $\text{H}_2\text{O}$  ( $\text{H}_2\text{SO}_4$  96% de Baker,  $\text{H}_3\text{PO}_4$  85% de Baker), en utilisant une densité de courant de  $0.1 \text{ A/cm}^2$ . La contre-électrode est une tige d'acier inoxydable. La borne positive est placée sur l'Al et la borne négative sur la contre-électrode. L'échantillon est ensuite rincé dans l'eau DI pendant 2 min, puis séché à l'azote. Alternativement, certains groupes utilisent une solution de  $\text{HClO}_4$  : $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$  pour l'électropolissage [112, 183].

Un processus d'anodization en deux étapes peut engendrer des membranes nanoporeuses d'alumine dont les pores sont structurés en un réseau hexagonal [117]. Une première anodization est effectuée. La plaque est portée à un potentiel  $V_{\text{an}}$ . Les ions  $\text{O}^{2-}$  et  $\text{OH}^-$  provenant de l'eau (et les anions de l'acide en solution) réagissent avec l'aluminium pour former une couche mince d'alumine  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Après un court laps de temps (de l'ordre de quelques minutes), il y a formation de pores de taille nanométrique et non-structurés, dont la direction de croissance est orthogonale à la surface de l'aluminium [figure 2.1(b)]. Les premiers instants de la formations des pores dans la membrane d'alumine sont montrés aux figures 21 et 23 de [154] (chapitre 5) ou aux figures 1 et 2 de [174]. Les mécanismes menant à la formation des pores sont discutés par Singh *et al.* [159] et Parkhutik et Shershulsky [135], ainsi que les références dans ces articles. Sous l'influence du champ électrique intense, les ions  $\text{O}^{2-}$  et  $\text{OH}^-$  en solution migrent à travers la barrière d'oxyde au bas des pores jusqu'à l'Al, pour former du  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Les ions  $\text{Al}^{3+}$  migrent à travers la barrière d'oxyde, réagissent avec les ions  $\text{O}^{2-}$  et  $\text{OH}^-$  pour former de l'oxyde ou sont dissous dans la solution acide. Les ions  $\text{H}^+$  en solution réagissent à la cathode pour former de l'hydrogène gazeux. La réaction globale est



Au bout d'un certain temps, plusieurs pores fusionnent et forment un réseau hexagonal structuré de pores. Les pores au bas de la membrane sont hexagonalement structurés alors que les pores du haut de la membrane ne sont pas structurés (voir figure 1 de [90]). La plaque d'aluminium est portée à une tension de 40 V dans une solution d'acide oxalique ( $\text{C}_2\text{H}_2\text{O}_4$ ) 0.3 M (27 g de  $\text{C}_2\text{H}_2\text{O}_4$  98%, de Aldrich, par litre de solution, mesurée à l'aide d'une balance Denver Instrument Company TR-203, 0-210 g, précise à 0.001 g) pour la fabrication de pores de 40 nm de diamètre. La plaque d'aluminium est portée à une tension de 22 V dans une solution d'acide sulfurique ( $\text{H}_2\text{SO}_4$ ) 3 % (30 mL de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  par litre de solution) pour la fabrication de pores de 20 nm de diamètre.

Après 4h d'anodization, l'alumine est gravée chimiquement dans une solution d'acide phosphochromique (25 mL d'une solution 85% de  $\text{H}_3\text{PO}_4$  et 45 g de  $\text{CrO}_3$  98%, de Anachemia, pour 1 L de solution). Ceci laisse des cavités hémisphériques structurées à la surface de la

plaque d'aluminium, tel que montré schématiquement à la figure 2.1(c).

Une seconde étape d'anodization est effectuée. La seconde anodization forme des pores localisés sur les cavités hémisphériques de la plaque d'aluminium. La croissance se poursuit dans la direction axiale aux pores (orthogonale à la surface d'Al), là où le champ électrique est le plus important. Ceci donne lieu à une couche d'alumine nanoporeuse structurée au dessus de la plaque d'aluminium [figure 2.1(d)]. Il est également possible d'initier des encavures hémisphériques à la surface de l'aluminium à l'aide d'une nanoindentation de la surface [110, 120].

Le type de solution acide et la tension d'anodization  $V_{an}$  déterminent le diamètre moyen  $2a$  et la distance inter-pore moyenne  $D$ . La distance inter-pore moyenne  $D$  [nm] suit une relation linéaire avec la tension d'anodization  $V_{an}$  [V], donnée par [111]

$$D = -1.7 + 2.81V_{an}. \quad (2.1)$$

Pour un réseau hexagonal parfait, la porosité  $P$  est donnée par

$$P = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \left( \frac{a}{D} \right)^2. \quad (2.2)$$

Sachant que la porosité d'un réseau hexagonal de pores obtenu par anodization de l'aluminium est de 10% [128], le diamètre moyen des pores  $2a$  [nm], pour une tension d'anodization  $V_{an}$  [V], est donné par

$$2a = 2D \left( \frac{\sqrt{3}P}{2\pi} \right)^{1/2} \simeq 2(-1.7 + 2.81V_{an}) \left( \frac{\sqrt{3}}{20\pi} \right)^{1/2} = -0.565 + 0.993V_{an}. \quad (2.3)$$

L'épaisseur de la barrière d'alumine au bas des pores varie aux alentours de 1 à 1.2 nm  $V^{-1}$ . Le tableau 2.1 présente diverses tensions d'anodization, solutions acides et concentrations rapportées dans la littérature pour obtenir un réseau hexagonal de pores.

Les membranes d'alumine formées par anodization de l'aluminium sont généralement amorphes [106]. Un recuit thermique à 1200°C cristallise l'alumine en phase  $\alpha$  (corindon) [106].

Une fois la seconde anodization terminée, il est possible de dissoudre l'aluminium dans une solution de  $Hg_2Cl_2$  pour récolter l'alumine [90, 117], de perforer la barrière d'alumine à l'aide d'un procédé électrochimique [183], ou de laisser l'alumine à la surface de l'aluminium et de graver la barrière d'alumine en réduisant progressivement la tension d'anodization [129], en inversant la polarité de la tension ( $-3.5$  à  $-5$  V)[176] ou en anodisant à faible tension (2.25 V) dans une solution de KCl [142]. Ici, nous avons choisi de perforer la barrière d'alumine à l'aide d'un procédé électrochimique, par la méthode de Zhao *et al.* [183]. Cette technique consiste

Tableau 2.1 Paramètres géométriques des membranes nanoporeuses d'alumine (diamètre  $2a$ , distance inter-pore  $D$  et porosité  $P$ ) obtenues par anodization de l'aluminium en fonction de la tension d'anodization ( $V_{\text{an}}$ ), de la solution acide utilisée, de la concentration de l'acide utilisé ( $C$ ) et de la température ( $T$ ). Note 1 : Le diamètre des pores a été élargi suite à une gravure dans l'acide phosphorique 10% pendant 4 h. Note † : la porosité de surface  $P$  (fraction de la surface occupée par les pores) a été calculée en supposant un ordre hexagonal parfait, i.e. en supposant que  $P = 2\pi(a/D)^2/\sqrt{3}$ .

Solution	$C$ (M)	$V_{\text{an}}$ (V)	$T$ (°C)	$2a$ (nm)	$D$ (nm)	$P^\dagger$ (%)
Acide sulfurique [128]	0.3 (1.7% mass.)	25	1	24	66.3	12
Acide sulfurique [183]	3% vol.	22	1	25	60	16
Acide sulfurique [118]	0.3	10	0	12	25	21
Acide sulfurique [118]	0.3	12	0	18	30	33
Acide oxalique [128]	0.3	40	1	31	105	8
Acide oxalique [183]	0.3	40	1	40	100	15
Acide phosphorique [128]	0.1	195	1	158.4	501	9
Acide phosphorique <sup>1</sup> [119]	0.3 (10% mass.)	195	0	240	420	30

à plonger l'alumine nanoporeuse dans une solution d'acide perchlorique concentrée ( $\text{HClO}_4$  70% ACS reagent de Sigma-Aldrich), puis à augmenter le potentiel de la plaque d'aluminium jusqu'à 45 V pour des pores de 40 nm, et jusqu'à 27 V pour des pores de 20 nm. À une certaine tension seuil, les ions  $\text{ClO}_4^-$  sont accélérés vers le bas des pores, pénètrent la barrière d'oxide et attaquent la plaque d'aluminium. À ce moment, la membrane d'alumine peut être détachée de la plaque d'aluminium [Fig. 2.1(e)]. On rince la plaque pendant 5 min dans l'eau déionisée, puis on laisse sécher à l'air libre. On peut ensuite détacher l'alumine de l'aluminium et réutiliser cette dernière si nécessaire. Une fois la membrane d'alumine retirée de la plaque d'aluminium, nous gravons l'alumine dans une solution 10% d'acide phosphorique pendant 15 min, pour s'assurer de graver la barrière d'alumine.

Il est également possible d'électrodéposer à l'intérieur des pores de la membrane d'alumine lorsque celle-ci est toujours sur la plaque d'aluminium, si la barrière d'oxide a été réduite [129, 142]. L'électrodéposition des nanofils est abordé à la section 2.4.

La figure 2.2 représente schématiquement une membrane nanoporeuse d'alumine idéale, obtenue par anodization de l'aluminium, ainsi que les paramètres géométriques typiques. La figure 2.2 correspond à l'étape (d) de la figure 2.1.

L'épaisseur  $h$  d'une membrane d'alumine varie entre quelques dizaines de nm et quelques centaines de microns, selon le temps d'anodization. Une barrière d'alumine de quelques nanomètres d'épaisseur (de 1 à 1.2 nm par V) délimite la frontière entre la membrane d'alumine et la plaque d'aluminium. Le diamètre moyen  $2a$  des pores varie typiquement entre 10 et

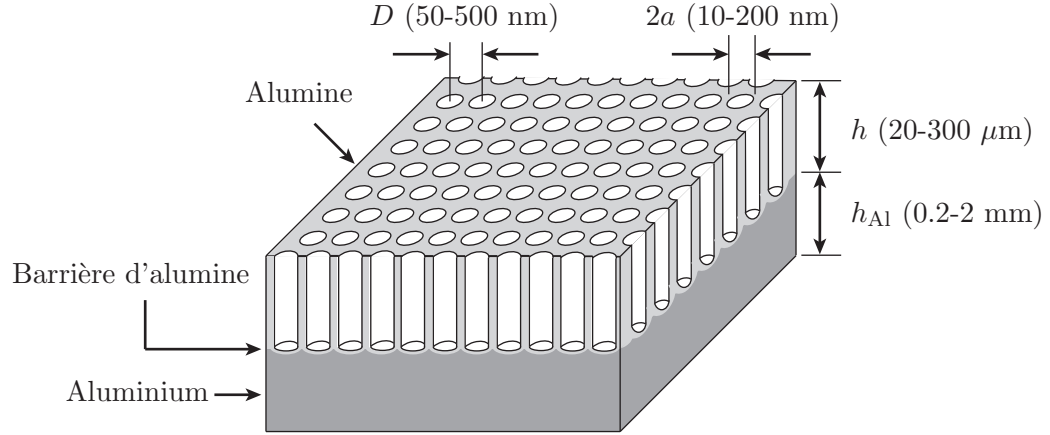


Figure 2.2 Représentation schématique d'une membrane nanoporeuse d'alumine obtenue par anodization de l'aluminium. Les paramètres géométriques importants, tels le diamètre des pores  $2a$ , la distance inter-pore  $D$ , la hauteur de l'alumine  $h$  et la hauteur de l'aluminium  $h_{Al}$ , y sont également représentés.

200 nm et la distance inter-pore moyenne  $D$  varie entre 50 et 500 nm.

### 2.3.2 Montages expérimentaux

#### Premier montage (montage A)

Deux montages d'anodization de l'aluminium ont été développés. Le premier montage est représenté schématiquement à la figure 2.3.

Une solution acide contenue dans un cristallisateur de 1 ou 2 L est maintenue à 4°C grâce à une enceinte réfrigérée (réfrigérateur commercial). Un support en plexiglass, percé à plusieurs endroits, permet de maintenir 3 plaques d'aluminium dans la solution acide, tel que montré à la figure 2.3(b). La position des électrodes a été déterminée expérimentalement, par essai et erreur. Aucune simulation numérique n'a été effectuée afin de déterminer la position optimale des électrodes. Les deux cathodes sont 5 cm de largeur par 13 cm de hauteur par 2 mm d'épaisseur. L'anode est typiquement 2 à 4 cm de largeur par 13 cm de hauteur, par 2 mm d'épaisseur. Les électrodes sont constituées d'aluminium haute pureté (99.998%, de Alfa Aesar). Idéalement, les cathodes devraient être constituées de Pt, puisque ce dernier demeure intact, alors que l'Al se dégrade lentement dans la solution acide. Cependant, le Pt est très coûteux par rapport à l'Al.

On remarque deux fentes rectangulaires additionnelles à la figure 2.3(b), situées à 1.5 cm de part et d'autre de la fente pour l'anode. Ces deux fentes additionnelles sont utilisées pour le détachement de l'alumine dans l'acide perchlorique.

L'anode est portée à une tension positive par rapport aux cathodes, grâce à une source



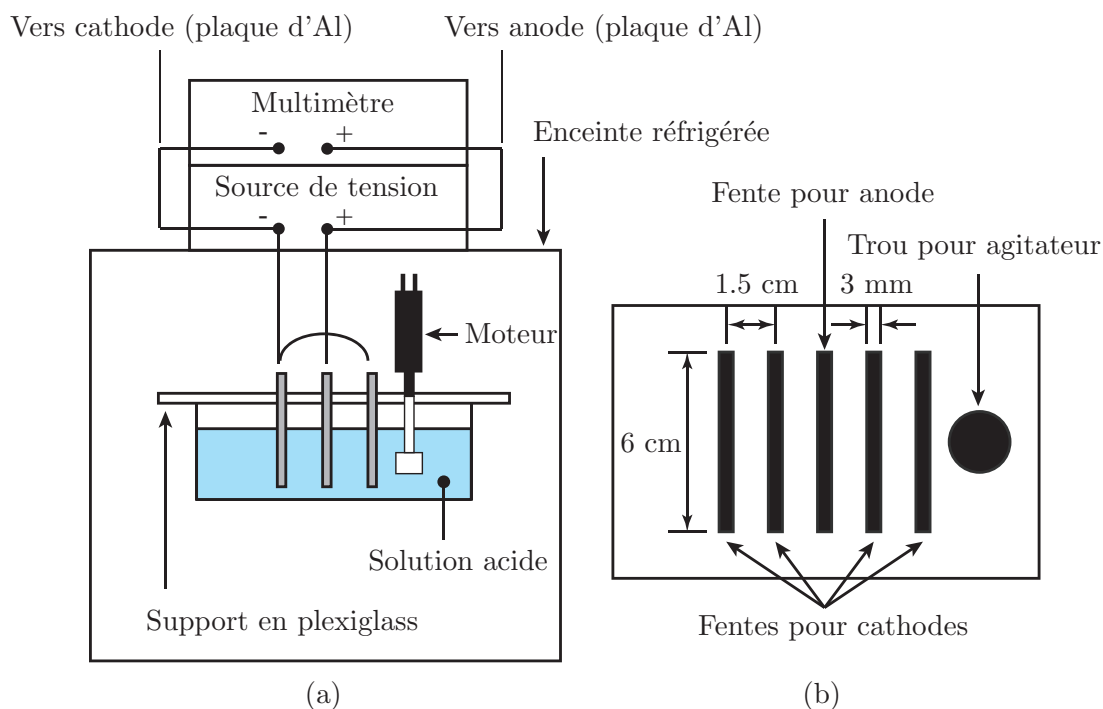


Figure 2.3 Représentation schématique du premier montage expérimental utilisé pour la fabrication de membranes nanoporeuses d'alumine. (a) Montage. (b) Vue de dessus du support en plexiglass, indiquant la taille et la position des trous pour les électrodes et l'agitateur de téflon.

de tension Topward Electronic Instruments (0-80V, 0-6A). L'anode est convertie en alumine au cours du processus d'anodization. La tension d'anodization est mesurée grâce à un multimètre (Hewlett Packard 34401A). La solution est agitée vigoureusement grâce à une tige de téflon fixée sur un moteur. Il est nécessaire d'agiter la solution durant le processus d'anodization pour évacuer les bulles d'hydrogène formées dans les pores, pour évacuer les sous-produits d'anodization dans les pores et pour maintenir l'échantillon à température constante en évacuant la chaleur produite lors du processus d'anodization [90]. Pour une tension de 40 V, nous mesurons un courant de l'ordre de 30 à 80 mA, selon la taille de l'échantillon, ce qui signifie une puissance dissipée entre 1 et 3 W.

Il existe plusieurs aspects négatifs au montage simple de la figure 2.3. Aucun mécanisme de rétro-action ne maintient la température de la solution acide constante. La température d'anodization est plus élevée que celle mentionnée par Jessensky *et al.*[90] ou Masuda *et al.*[117], par exemple, pour la formation de pores hexagonalement structurés. Les membranes d'alumine fabriquées à plus haute température sont généralement plus fragiles et moins denses que les membranes fabriquées à basse température [55]. Finalement, la rugosité de surface des membranes d'alumine est accrue. Pour ces raisons, un second montage d'anodization a

été développé.

### Second montage (montage B)

La figure 2.4 montre une représentation schématique du second montage d'anodization de l'aluminium. Un bécher en verre de 1 L contenant la solution acide est plongé dans une solution d'éthylène glycole 30%, refroidie à 1°C par un bain thermique (MGW Lauda Brinkmann RK20). Le bécher est maintenu en place grâce à un couvercle de polycarbonate. Un agitateur en plastique, actionné par un moteur, agit vigoureusement la solution acide. Les électrodes sont alimentées par une source de tension TDK Lambda Genesys, 0 – 100 V, 0 – 7.5 A (750 W).

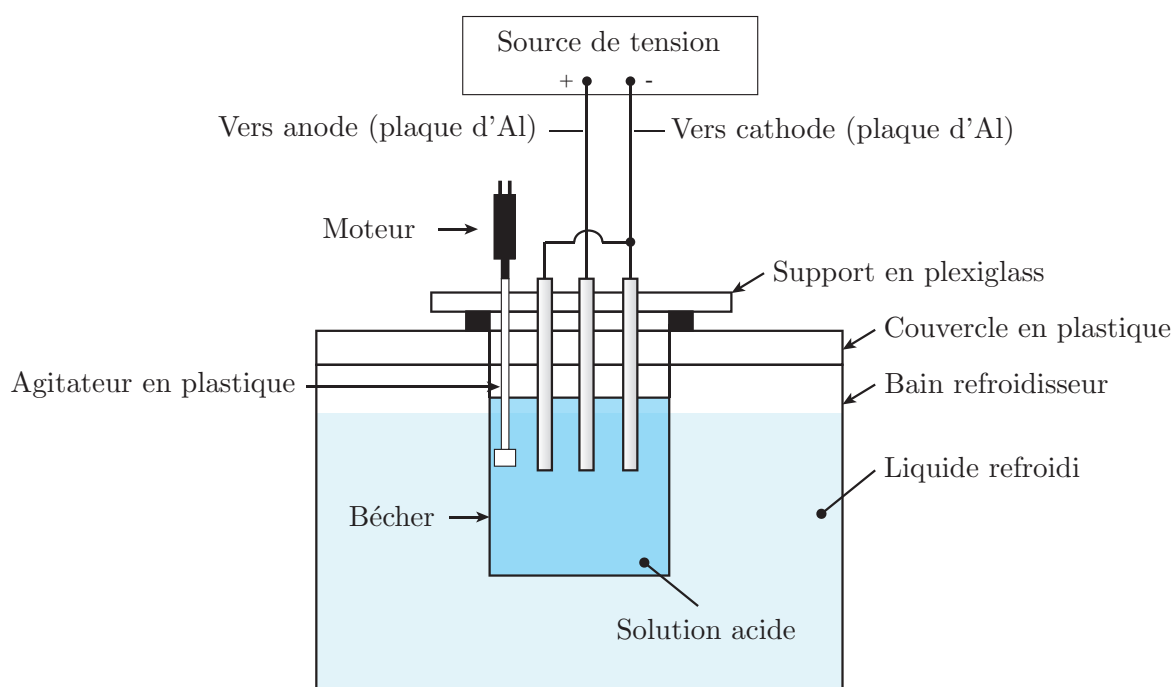


Figure 2.4 Représentation schématique du second montage expérimental utilisé pour la fabrication de membranes nanoporeuses d'alumine.

Les plaques d'aluminium sont supportées par une plaque en plexiglass (figure 2.5). La position et la taille des ouvertures rectangulaires sont mentionnées sur la figure. Des butées additionnelles, positionnées à l'embouchure des ouvertures rectangulaires, maintiennent les plaques d'aluminium pendant l'anodization.

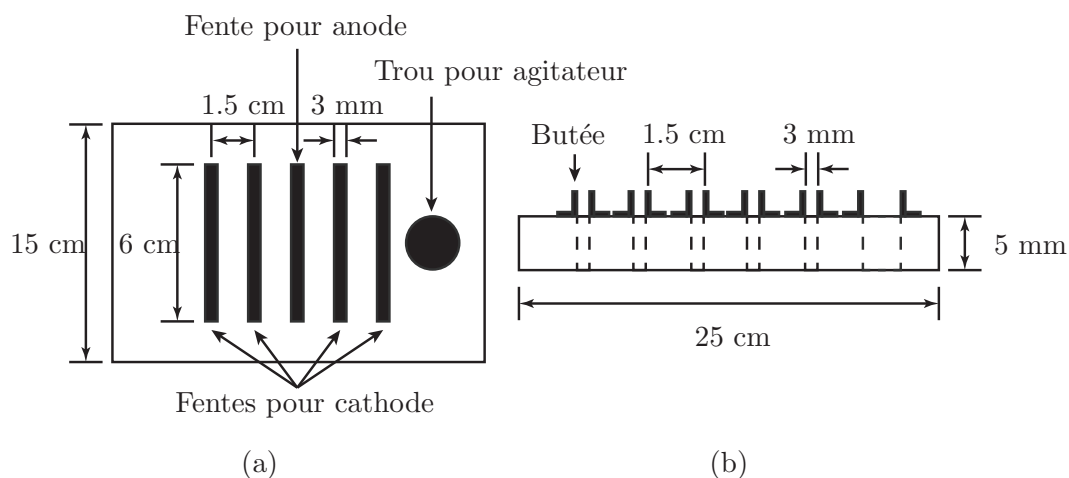


Figure 2.5 Représentation schématique de la plaque de support du second montage expérimental utilisé pour la fabrication de membranes nanoporeuses d'alumine. (a) Vue de dessus. (b) Vue de profil.

### 2.3.3 Caractérisation structurale des membranes

La figure 2.6 montre une membrane d'alumine obtenue suite au processus d'anodization, à l'aide du premier montage d'anodization (montage A).

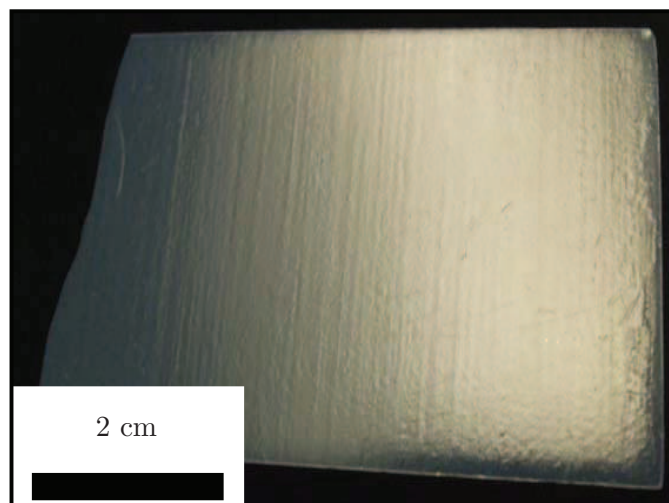


Figure 2.6 Membrane nanoporeuse d'alumine de 220 microns d'épaisseur, obtenue à l'aide du premier montage d'anodization de l'aluminium.

La plaquette d'alumine varie entre 2 cm par 2 cm jusqu'à 4 cm par 6 cm. Pour une anodization de 4 jours à 40 V dans une solution d'acide oxalique, nous obtenons généralement une épaisseur de 220 microns à l'aide du premier montage d'anodization (montage A) et une épaisseur de 150 microns à l'aide du deuxième montage d'anodization (montage B). Pour une

anodization de 24h à 22 V dans une solution d'acide sulfurique, nous obtenons typiquement une épaisseur de 150 microns à l'aide du premier montage d'anodization (montage A) et une épaisseur de 100 microns à l'aide du deuxième montage d'anodization (montage B). Nous avons constaté que les membranes d'alumine obtenues à l'aide du montage B se fracturent de manière franche en comparaison avec les membranes d'alumine obtenues à l'aide du montage A. Cependant, aucun test de dureté n'a été effectué sur les membranes d'alumine.

La figure 2.7 montre des images obtenues par microscopie électronique à balayage (SEM, pour *scanning electron microscopy*) de la surface des membranes d'alumine. Nous montrons les images SEM de membranes obtenues par anodization de l'aluminium dans une solution d'acide oxalique et d'acide sulfurique, ainsi que les images SEM d'une membrane d'alumine commerciale de la compagnie Whatman ([www.whatman.com](http://www.whatman.com), membrane Anopore Anodisc 25, 60 microns d'épaisseur). Ces images sont représentatives de la surface des membranes.

De manière générale, les pores des membranes d'alumine obtenues par anodization de l'aluminium ont un arrangement quasi-hexagonal à courte portée, alors que les pores des membranes d'alumine commerciales ont un arrangement aléatoire. Nous n'avons pas remarqué d'amélioration de l'arrangement hexagonal des pores entre les membranes fabriquées à l'aide du montage A et les membranes fabriquées à l'aide du montage B. Le tableau 2.2 présente les paramètres géométriques des membranes d'alumine extraits à partir des images SEM des pores des membranes d'alumine. Pour l'extraction des paramètres, nous avons considéré plusieurs centaines de pores (typiquement de l'ordre de 500). Pour le calcul du diamètre et de la distance inter-pores, nous avons utilisé un logiciel de traitement d'images, nous avons compté le nombre de pixels associés au diamètre d'un pore ou à la distance inter-pore, puis nous avons converti la valeur en nm. L'incertitude correspond à un écart-type de la moyenne. Pour le calcul de la porosité de surface, nous avons compté le nombre de pores  $N$  dans une région donnée, puis nous avons divisé la surface occupée par les pores, donnée par  $N\pi a^2$ , où  $a$  est le rayon moyen des pores, par la surface totale de la région.

Quoique les pores des membranes d'alumine obtenues par anodization dans l'acide sulfurique et oxalique n'ont pas exactement 20 et 40 nm de diamètre, nous les nommerons tout de même membranes de 20 et 40 nm de diamètre pour le restant du document.

Les figures 2.8, 2.9 et 2.10 présentent les images SEM (vue en section) des membranes nanoporeuses d'alumine obtenues par anodization de l'aluminium dans l'acide sulfurique (figure 2.8), dans l'acide oxalique (figure 2.9) ou des membranes nanoporeuses d'alumine commerciales (figure 2.10). Les membranes d'alumine ont été fracturées manuellement, sans traitement de surface additionnel.

Les images SEM en vue de section montrent un alignement vertical des pores. Les membranes nanoporeuses d'alumine obtenues par anodization de l'aluminium à l'aide du montage

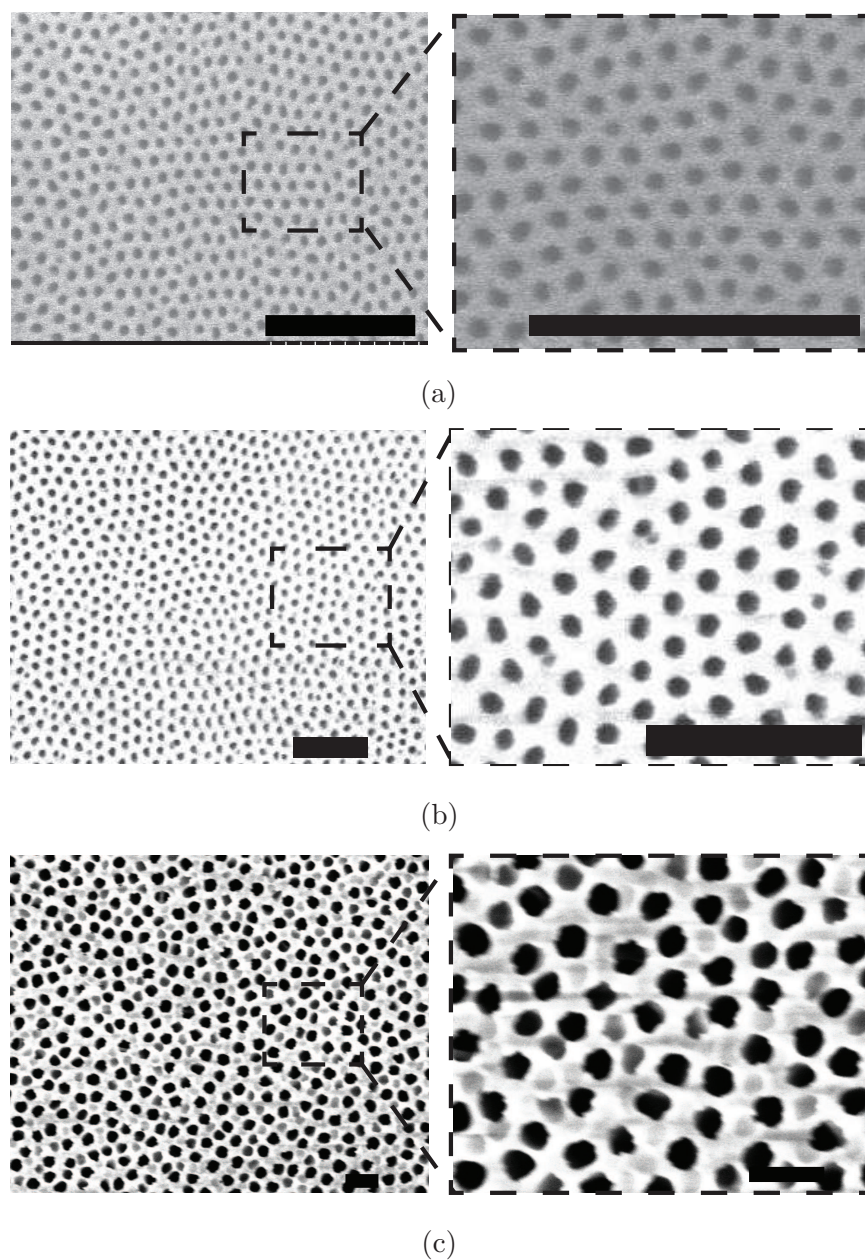


Figure 2.7 Vue de dessus par microscopie électronique à balayage des membranes nanoporeuses d'alumine. (a) Membrane obtenue dans l'acide sulfurique, à une tension de 22 V, à l'aide du montage A. (b) Membrane obtenue dans l'acide oxalique, à 40 V, à l'aide du montage A. (c) Membrane commerciale Whatman. La longueur des barres noires correspond à 500 nm.

B présentent une rugosité intra-pore et une rugosité à la surface des membranes moindre que les membranes d'alumine obtenues à l'aide du montage A. Si l'on compare les membranes nanoporeuses fabriquées ici à celles rapportées par Lee *et al.* (figure 4 de [110] par exemple) ou Asoh *et al.* (figure 9 de [10] par exemple), nous constatons qu'il y a place à amélioration



Tableau 2.2 Paramètres géométriques des membranes nanoporeuses d'alumine obtenues par anodization de l'aluminium et des membranes nanoporeuses d'alumine commerciales. Note  $\dagger$  : Membrane commerciale de la compagnie Whatman.

Solution	Concentration	Voltage (V)	$2a$ (nm)	$D$ (nm)	$P$ (%)
Acide sulfurique	3%	22	$21 \pm 3$	$57 \pm 5$	$9 \pm 1$
Acide oxalique	0.3 M	40	$42 \pm 4$	$111 \pm 8$	$12 \pm 1$
Anodisk 25 $\dagger$	-	-	$170 \pm 30$	$330 \pm 30$	$17 \pm 2$

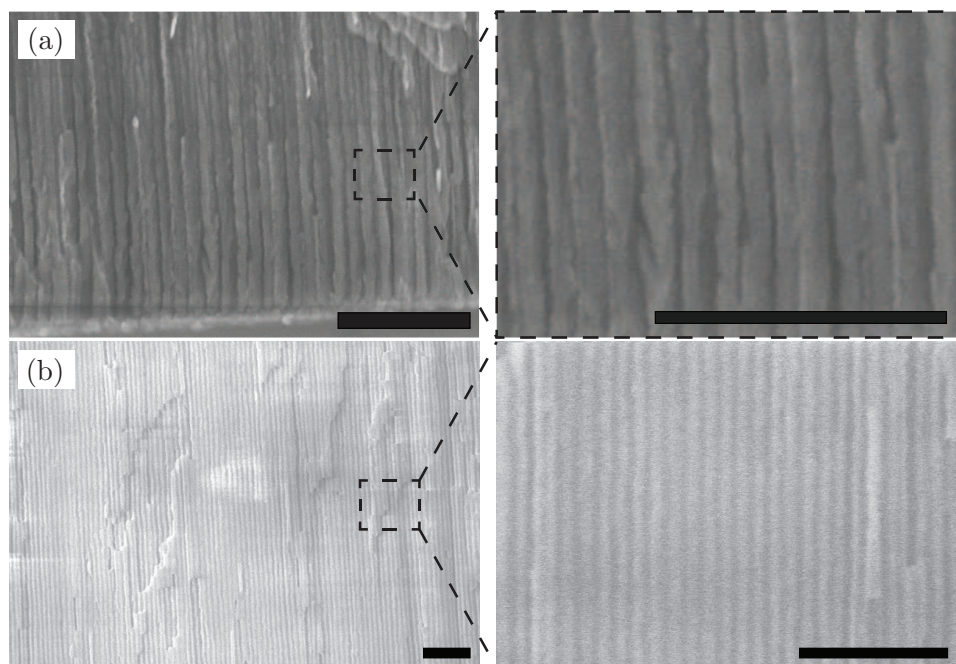


Figure 2.8 Vue en section par SEM des membranes nanoporeuses d'alumine. (a) Acide sulfurique, 22 V, montage A. (b) Acide sulfurique, 22 V, montage B. La longueur des barres noires correspond à 500 nm.

de notre procédé d'anodization. Une possibilité pour améliorer l'arrangement hexagonal des pores serait de prétexturer la surface de l'aluminium à l'aide d'une nanoindentation [10],[110]. Un meilleur contrôle de la température du bain d'anodization pourrait réduire la rugosité intra-pore.

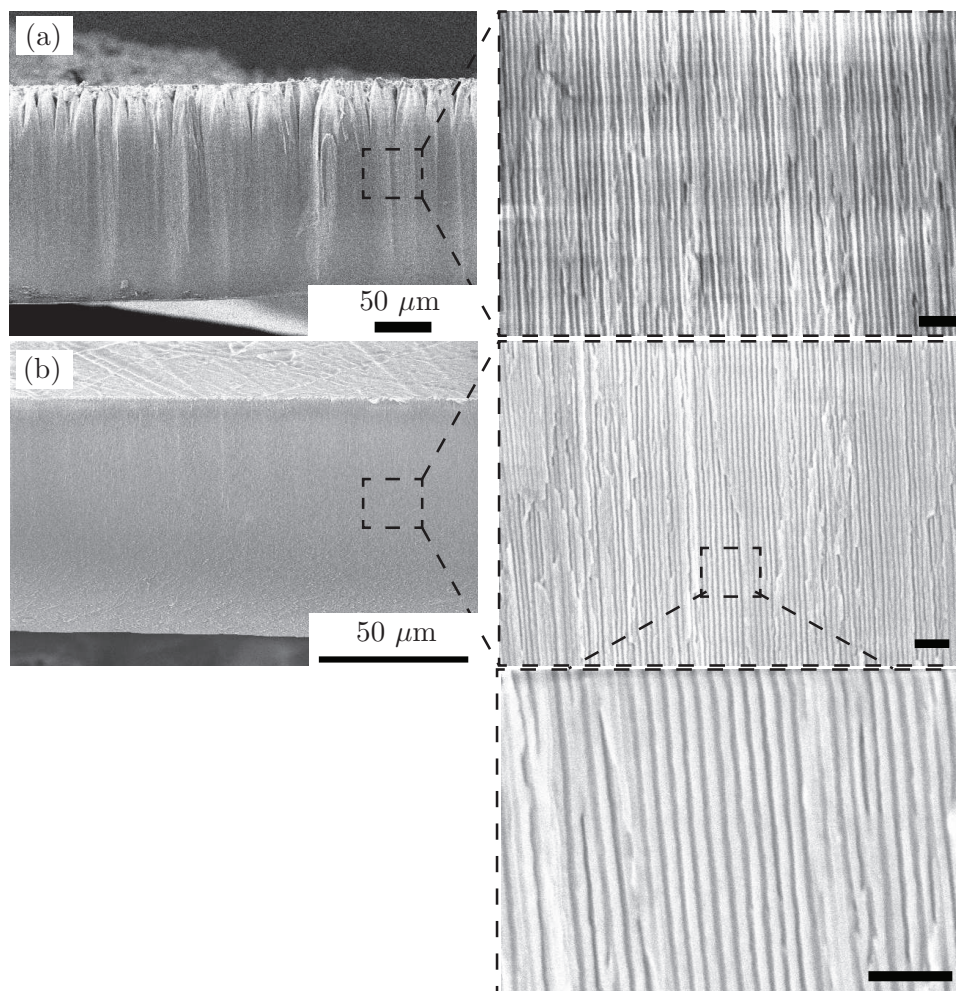


Figure 2.9 Vue en section par SEM des membranes nanoporeuses d'alumine. (a) Acide oxalique, 40 V, montage A. (b) Acide oxalique, 40 V, montage B. Sauf indication, la longueur des barres noirs correspondent à 500 nm.

## 2.4 Électrodéposition de nanofils ferromagnétiques

### 2.4.1 Survol du processus d'électrodéposition

L'électrodéposition consiste en une déposition assistée par un courant électrique. Nous sommes intéressés ici à l'électrodéposition de métaux magnétiques en solution aqueuse. L'électrode sur laquelle nous désirons déposer un métal magnétique, nommée électrode de travail, est plongée dans une solution électrochimique contenant les ions nécessaires à la déposition. Lorsque portée à un certain potentiel par rapport à une électrode de référence, l'électrode de travail fournit les électrons nécessaires à la réduction des ions en solution, ce qui résulte en un dépôt métallique à la surface de l'électrode de travail.

La figure 2.11 montre une représentation schématique d'une cellule à trois électrodes

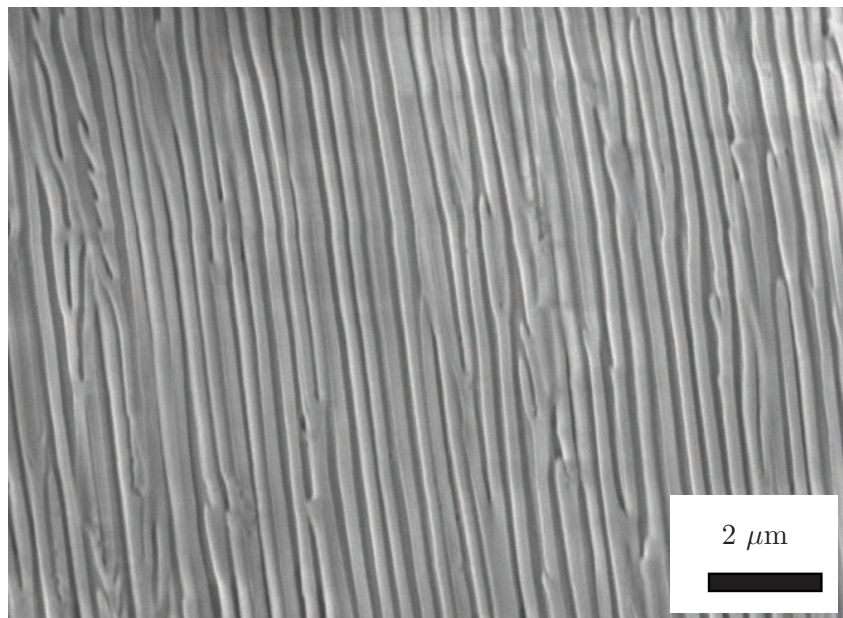


Figure 2.10 Vue en section par SEM d'une membrane nanoporeuse d'alumine commerciale Whatman.

utilisée pour l'électrodéposition. L'électrode de travail est portée à un certain potentiel par rapport à l'électrode de référence. Cette dernière possède une activité électrochimique connue. Nous utilisons une électrode au calomel saturée en KCl (traduction libre de *saturated calomel electrode*), de Fisher Scientific (Accumet 13-620-51). La configuration à trois électrodes est utilisée si le courant ou le potentiel risque de modifier le comportement de l'électrode de référence. Le courant circule dans une contre-électrode, choisie pour son caractère neutre en solution. Nous utilisons une feuille de platine 99.99 % pure (provenant de Alfa Aesar), de 1 cm par 1 cm ou de 5 cm par 5 cm, 25 microns d'épaisseur. Un fil de platine 99.95 % pure 5 cm de longueur, 0.5 mm de diamètre (provenant de Alfa Aesar), soudé à la feuille de platine, est utilisé pour le contact électrique. L'électrode de travail et la contre-électrode sont distantes de 3 cm.

Un agitateur magnétique recouvert de téflon d'environ 2 cm agite la solution électrochimique à environ 100 rpm, dans un bécher en verre de 250 mL. La solution électrochimique contient les ions nécessaires à l'électrodéposition, tels le  $\text{Fe}^{2+}$ ,  $\text{Co}^{2+}$ , etc. Les ions sont fournis en ajoutant des sels de métaux dans la solution liquide, tels le  $\text{FeSO}_4$ ,  $\text{CoSO}_4$ , etc.

Lorsque l'électrode de travail est portée à un potentiel négatif par rapport à l'électrode de référence et qu'il y a échange d'électrons (processus faradéique), l'électrode de travail est le siège d'une réaction de réduction. Les ions en solution réduisent leur charge grâce aux électrons fournis par l'électrode de travail. Un exemple de réaction de réduction est donné



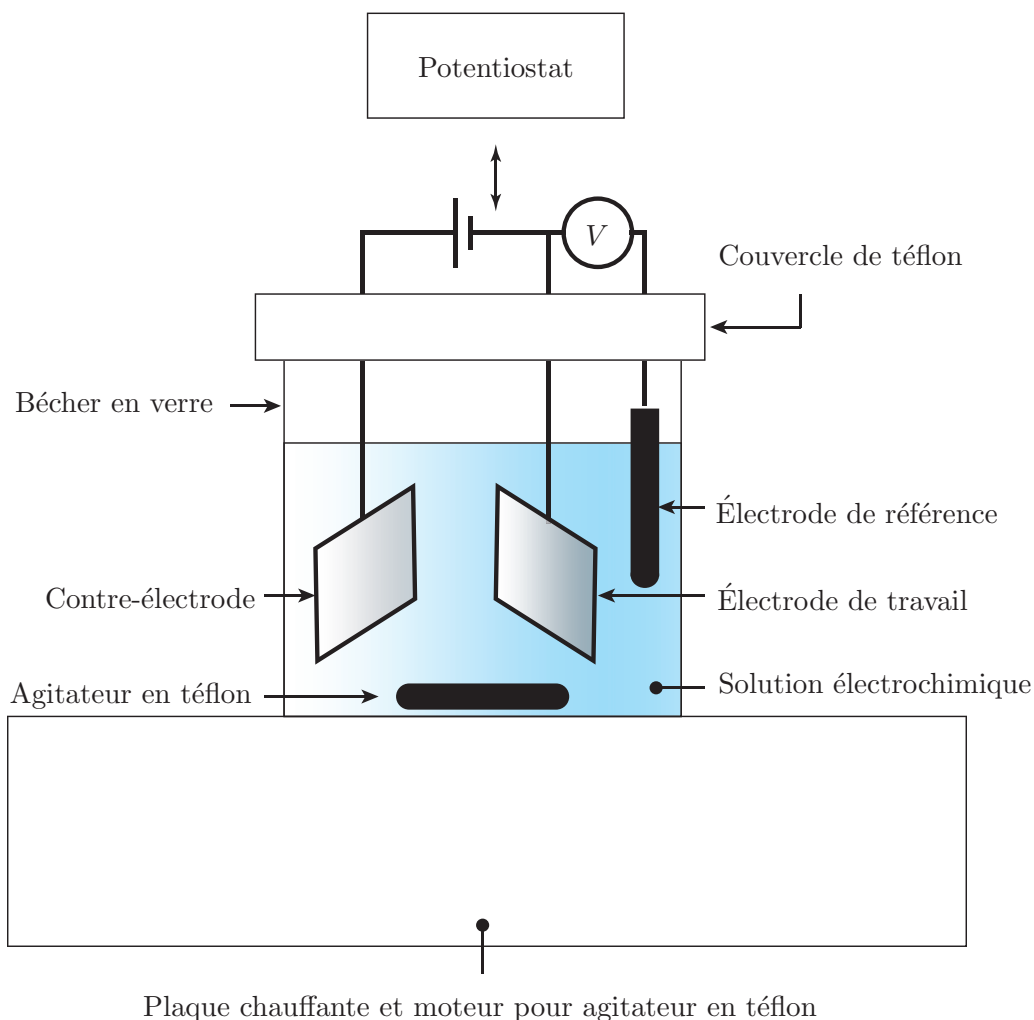
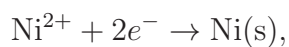


Figure 2.11 Représentation schématique d'une cellule électrochimique à trois électrodes pour le processus d'électrodéposition.

par



où deux électrons de l'électrode de travail sont transférés à l'ion  $\text{Ni}^{2+}$  en solution, pour éventuellement former une liaison chimique avec les atomes de l'électrode de travail.

Ici, l'électrodéposition est effectuée en mode galvanostatique, où le courant est imposé et la tension est variable. Le courant est contrôlé à l'aide d'un potentiostat EG&G Princeton Applied Research modèle 263. L'électrodéposition est effectuée en mode courant-pulsé, en appliquant des pulses périodiques de courant, tel que représenté à la figure 2.12. Durant la période de temps  $t_{\text{on}}$ , l'électrodéposition a lieu à l'intérieur des pores, ce qui augmente la

longueur des fils (traits pointillés du nanofil de la figure 2.12). Durant le temps  $t_{\text{off}}$ , aucune déposition n'a lieu. Cette période de latence permet aux ions de diffuser dans les pores afin de garder constante la concentration en ions dans les pores. Il y a parfois formation d'hydrogène à la surface de l'électrode de travail durant le dépôt. Les bulles d'hydrogène obstruent les pores et empêchent l'électrodéposition. Le temps  $t_{\text{off}}$  limite la production d'hydrogène, et permet à l'hydrogène gazeux de migrer vers la solution électrolytique. De plus, l'électrodéposition pulsée évite un dépôt préférentiel aux endroits où le champ électrique est plus intense, et permet un remplissage uniforme des pores [41].

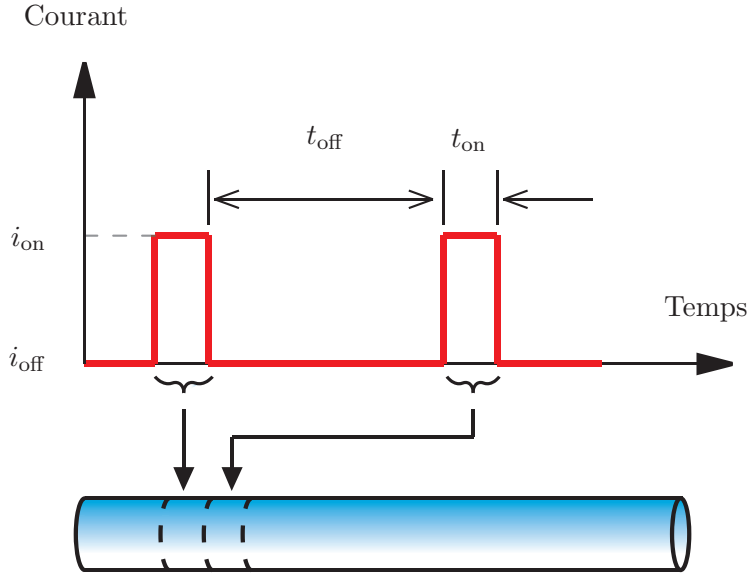


Figure 2.12 Processus d'électrodéposition de nanofils de composition uniforme par courant pulsé. Durant le temps  $t_{\text{on}}$ , une portion du fil est électrodéposée (indiquée par les traits pointillés du nanofils) et durant le temps  $t_{\text{off}}$ , aucune déposition n'a lieu.

Le processus électrochimique est dit faradéique lorsqu'il obéit à la loi de Faraday [11]. La loi de Faraday stipule que la quantité de réactions chimiques est proportionnelle à la quantité d'électrons échangés. La loi de Faraday s'écrit

$$Q = nFN, \quad (2.4)$$

où  $Q$  [C] est la charge transférée,  $n$  est le nombre d'électrons impliqués dans la réaction,  $F = 96.4853 \times 10^3 \text{ C mol}^{-1}$  est la constante de Faraday, et  $N$  [mole] est le nombre de moles produites pendant le processus. En pratique, le dépôt n'est pas efficace à 100%. Si une charge effective  $Q_{\text{eff}}$  [C] participe au dépôt de  $N$  moles de matériau, nous introduisons un coefficient d'efficacité de dépôt  $\eta_{\text{dep}} = Q_{\text{eff}}/Q$  à la loi de Faraday. Si l'on écrit la charge comme  $Q = i_{\text{dep}}t$

où  $i_{\text{dep}}$  [A] est le courant de dépôt durant un temps  $t$  [sec], et l'on écrit  $N = \rho V / A_{\text{at}}$  où  $\rho$  [g m<sup>-3</sup>] est la masse volumique de l'alliage,  $V$  [m<sup>3</sup>] le volume déposé et  $A_{\text{at}}$  [g mole<sup>-1</sup>] la masse atomique de l'alliage, alors l'équation (2.4) devient

$$i_{\text{dep}} t = kV, \quad (2.5)$$

où  $k = nF\rho/A_{\text{at}}\eta_{\text{dep}}$ . Si l'on connaît le courant  $i_{\text{dep}}$ , le temps de dépôt  $t$  et le volume déposé  $V$ , le paramètre  $k$  peut être déterminé expérimentalement.

### 2.4.2 Électrodéposition de nanofils de composition uniforme

Une couche d'adhésion de Ti de 5 nm d'épaisseur est déposée par pulvérisation sur une des surfaces de la membrane d'alumine. Une couche d'or de 1 micron est déposée par pulvérisation sur la couche de Ti. L'or a une conductivité électrique élevée et s'oxyde peu. Elle sert de couche conductrice pour l'électrodéposition de nanofils ferromagnétiques.

La membrane d'alumine recouverte d'or est coupée en plusieurs morceaux. Pour ce faire, la membrane est fixée entre deux plaques rigides recouvertes d'un papier doux (Kimwipe, Kimtech Science Brand de Kimberly-Clark), afin de ne pas endommager la surface d'alumine et la couche d'or. La membrane est entaillée du côté alumine, près des plaques rigides, à l'aide d'un scalpel en acier inoxydable. Nous avons remarqué qu'un scalpel entaille aisément les membranes d'alumine obtenues à l'aide du montage A, et difficilement les membranes d'alumine obtenue à l'aide du montage B. On peut utiliser une pointe de diamant si nécessaire. Une légère pression sur la membrane cause une fracture le long de l'entaille. La membrane obtenue à l'aide du montage B clive le long de l'entaille alors qu'une membrane obtenue à l'aide du montage A se fracture de manière irrégulière le long de l'entaille.

Une fois la membrane d'alumine coupée selon la taille désirée (typiquement 1 cm par 1 cm ou 2 cm par 2 cm), un ruban de cuivre 3M d'environ 10 cm de longueur, 5 mm de largeur, est collé sur la surface d'or à l'aide d'une colle époxy conductrice à base d'argent de MG Chemicals. La membrane d'alumine est déposée sur une surface isolante, typiquement une plaquette de verre, puis est recouverte d'une couche isolante sur les pourtours de la membrane, de manière à ce que la couche d'or ne soit pas en contact avec la solution électrochimique. La couche isolante est constituée d'une laque hydrofuge à base de nylon ou d'un film polymérique (Riston, de la compagnie Dupont) chauffé entre 80 et 100°C, pour promouvoir l'adhésion à la surface de l'alumine. Le Riston est un film photosensible utilisé typiquement dans les procédés de lithographie. Il se dissout dans l'isopropanol ou l'acétone.

Des réseaux de nanofils de Ni et de Co<sub>94</sub>Fe<sub>5</sub>B<sub>1</sub> sont électrodéposés dans les pores des membranes nanoporeuses d'alumine. Le Ni constitue un matériau de référence. Le CoFeB est un

alliage doux et d'aimantation à saturation élevée. Les nanofils de CoFeB sont électrodéposés selon la recette présentée au tableau 2.3. Cette recette a été développée par Ciureanu *et al.* [41].

Tableau 2.3 Constituants de la solution électrolytique pour l'électrodéposition de nanofils de CoFeB. Le pH est ajusté à 3.5, la température est ambiante et la densité de courant est de 100 mA/cm<sup>2</sup>. Le courant est constitué de pulses rectangulaires de 100 mA/cm<sup>2</sup> pendant 20 msec et 0 mA/cm<sup>2</sup> pendant 152 msec.

Solution	Constituant	Masse (g) (pour 1 L de solution)	Concentration (M)
1	C(H <sub>2</sub> N) <sub>2</sub> S (Thiourée)	2.16	0.028
2	(CH <sub>3</sub> ) <sub>2</sub> NH :BH <sub>3</sub> (Diméthylaminoborane)	40	0.68
CoFeB	CoCl <sub>2</sub> ·6H <sub>2</sub> O	83.2	0.35
	FeCl <sub>2</sub> ·4H <sub>2</sub> O	4.95	0.025
	H <sub>3</sub> BO <sub>3</sub>	32.915	0.5
	NaCl	17	0.5
	Na <sub>3</sub> C <sub>6</sub> H <sub>5</sub> O <sub>7</sub> ·2H <sub>2</sub> O (Citrate de Na)	5	0.017
	CH <sub>3</sub> (CH <sub>2</sub> ) <sub>11</sub> SO <sub>3</sub> Na (NaLS)	0.15	0.0005
	Solution 1 (10 mL) Solution 2 (5 mL) Compléter à 1 L avec eau distillée		

Les sels proviennent de Sigma-Aldrich. Les sels de Co et de Fe (CoCl<sub>2</sub>·6H<sub>2</sub>O 99% et FeCl<sub>2</sub>·4H<sub>2</sub>O 99%) fournissent la solution en ions Co<sup>2+</sup> et Fe<sup>2+</sup>, pour l'électrodéposition de l'alliage magnétique. Le diméthylaminoborane ((CH<sub>3</sub>)<sub>2</sub>NH :BH<sub>3</sub> 97%) est une source de bore. Lors de l'électrodéposition, le bore se co-dépose avec le Co et le Fe. Le bore est généralement ajouté aux alliages métalliques magnétiques pour rendre ceux-ci amorphes [131], et magnétiquement doux. Le NaCl (99.5%) est ajouté pour augmenter la conductivité électrique de la solution électrochimique. La thiourée (C(H<sub>2</sub>N)<sub>2</sub>S 99%), une molécule azotée dans la même famille que l'urée, est utilisée comme agent anti-stress, afin d'éviter les contraintes lors de l'électrodéposition. L'acide borique (H<sub>3</sub>BO<sub>3</sub> 98%) est utilisé afin d'obtenir une solution tampon, c'est-à-dire une solution qui maintient le pH constant. Le citrate de sodium (Na<sub>3</sub>C<sub>6</sub>H<sub>5</sub>O<sub>7</sub>·2H<sub>2</sub>O 99%) empêche l'oxydation des ions métalliques, en particulier le fer. Le sodium lauryl sulfate (NaLS 99% ACS Reagent) est utilisé pour éviter la réduction des ions H<sup>+</sup> en hydrogène H<sub>2</sub>. Il est préférable d'ajouter 5 mg de NaLS à chaque utilisation, car celui-ci tend à précipiter en solution.

Le tableau 2.4 présente la recette pour l'électrodéposition de nanofils de Ni. Le sel de Ni ( $\text{NiSO}_4 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  98% ACS Reagent de Alfa Aesar) fournit la solution électrochimique en ions  $\text{Ni}^{2+}$  pour l'électrodéposition de Ni. Le rôle des autres constituants est le même que pour l'alliage de CoFeB mentionné ci-haut.

Tableau 2.4 Constituants de la solution électrolytique pour l'électrodéposition de nanofils de nickel. Le pH est ajusté à 2.8, la température est ambiante et la densité de courant est de  $100 \text{ mA/cm}^2$ . Le courant est constitué de pulses rectangulaires de  $100 \text{ mA/cm}^2$  pendant 20 msec et  $0 \text{ mA/cm}^2$  pendant 152 msec.

Constituant	Masse (g) (pour 1 L de solution)	Concentration (M)
$\text{NiSO}_4 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$	52.57	0.2
$\text{H}_3\text{BO}_3$	30.91	0.5
$\text{CH}_3(\text{CH}_2)_{11}\text{SO}_3\text{Na}$ (NaLS)	0.15	0.0005

Le pH est mesuré à l'aide d'une électrode de référence Ag/AgCl Orion et d'un pHmètre Thermo Orion modèle 310. Le pHmètre est calibré à l'aide d'une solution pH 2.00 et 7.00 de Fisher Scientific. Le pH est ajusté en ajoutant des gouttes de KOH 4 M ou de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  98% à la solution.

Si nous mesurons une surface d'échantillon  $S$  [ $\text{cm}^2$ ], le courant de dépôt  $i_{\text{dep}}$  [mA] durant le temps  $t_{\text{on}}$  est donné par  $i_{\text{dep}} = 100aS$ , où  $a = 0.23$  pour les membranes d'alumine commerciales et  $a = 0.1$  pour les membranes d'alumine obtenues par anodisation de l'aluminium. Avec ces paramètres, nous avons déterminé expérimentalement qu'il faut un temps de 2.69 h pour obtenir des fils de Ni de 10 microns de longueur et un temps de 2.67 h pour obtenir des fils de CoFeB de 10 microns de longueur, en utilisant un courant pulsé de forme rectangulaire, de courant  $i_{\text{dep}} = 100aS$  pendant  $t_{\text{on}} = 20$  msec et  $i_{\text{dep}} = 0$  pendant  $t_{\text{off}} = 152$  msec.

Il est également possible d'électrodeposer des nanofils de NiFe, des nanofils de Cu, ou des nanofils constitués de couches magnétiques et non-magnétique en alternance. Ces recettes sont détaillées à l'annexe A.

### 2.4.3 Caractérisation structurale des nanofils

La figure 2.13 montre une vue par microscopie électronique à balayage (SEM) de nanofils ferromagnétiques de 40 nm de diamètre.

La figure 2.13(a) montre une coupe oblique d'une membrane nanoporeuse chargée de nanofils de CoFeB. La région supérieure correspond à la couche d'or. Les régions sombres correspondent à la membrane d'alumine et les régions claires correspondent aux nanofils. Cette image montre un remplissage dense des pores de la matrice. La figure 2.13(b) montre



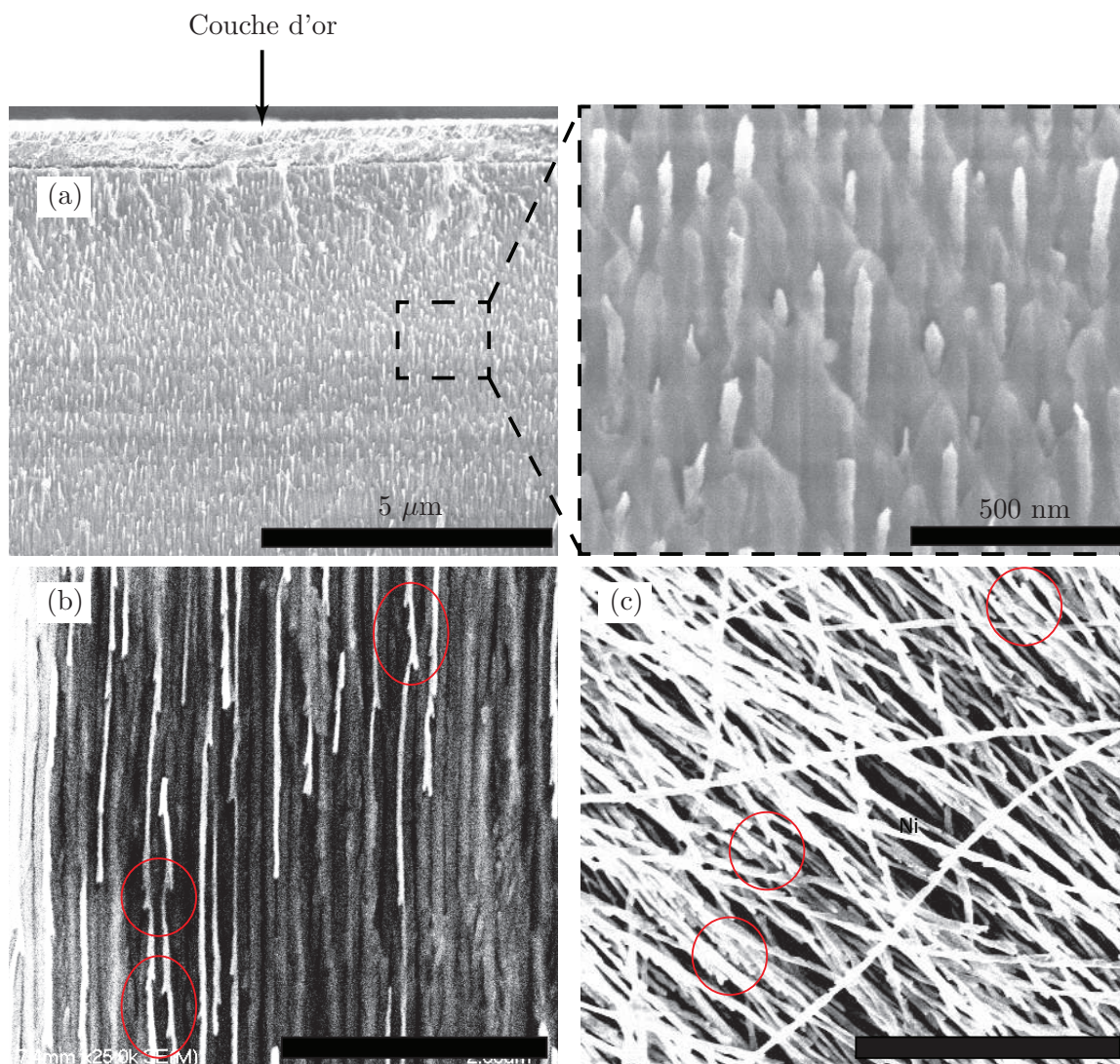


Figure 2.13 Vue par microscopie électronique à balayage des nanofils de 40 nm de diamètre. (a) Coupe oblique d'une membrane contenant des nanofils de CoFeB. (b) Vue en section d'une membrane contenant des nanofils de CoFeB. (c) Nanofils de Ni, après dissolution de la membrane. Autrement indiqué, la longueur des barres noires correspond à  $2\ \mu\text{m}$ . Certaines zones sont encerclées pour mettre en évidence la rugosité de surface des fils.

une vue en section d'une membrane nanoporeuse chargée de nanofils de CoFeB de 40 nm de diamètre. Les régions sombres correspondent à l'alumine alors que les régions claires correspondent aux nanofils. Il est possible de constater que les fils ne sont pas parfaitement cylindriques. Les zones encerclées mettent en évidence une rugosité de surface des fils. La rugosité de surface est également apparente à la figure 2.13(c), où une membrane d'alumine chargée de nanofils de Ni de 40 nm de diamètre a été dissoute dans une fiole en verre contenant une solution de 1M NaOH, pendant 8h. Suite à la dissolution, la fiole est placée dans un bain

ultrason (Branson 1200) pendant une seconde pour disperser les fils. Un aimant permanent de NdFeB de  $1 \text{ cm}^3$ , placé au bas de la fiole, attire les nanofils. Le NaOH est pipeté hors de la fiole, et remplacé par de l'eau DI. Cette procédure est répétée 5 fois avec de l'eau DI, 5 fois avec de l'acétone et 5 fois avec de l'isopropanol. Les fils sont conservés dans l'isopropanol. Les fils sont déposés sur une feuille de cuivre pour l'observation.

La figure 2.14 montre une caractérisation SEM de nanofils de 170 nm de diamètre, obtenus par électrodéposition à l'intérieur d'une membrane nanoporeuse d'alumine commerciale Whatman.

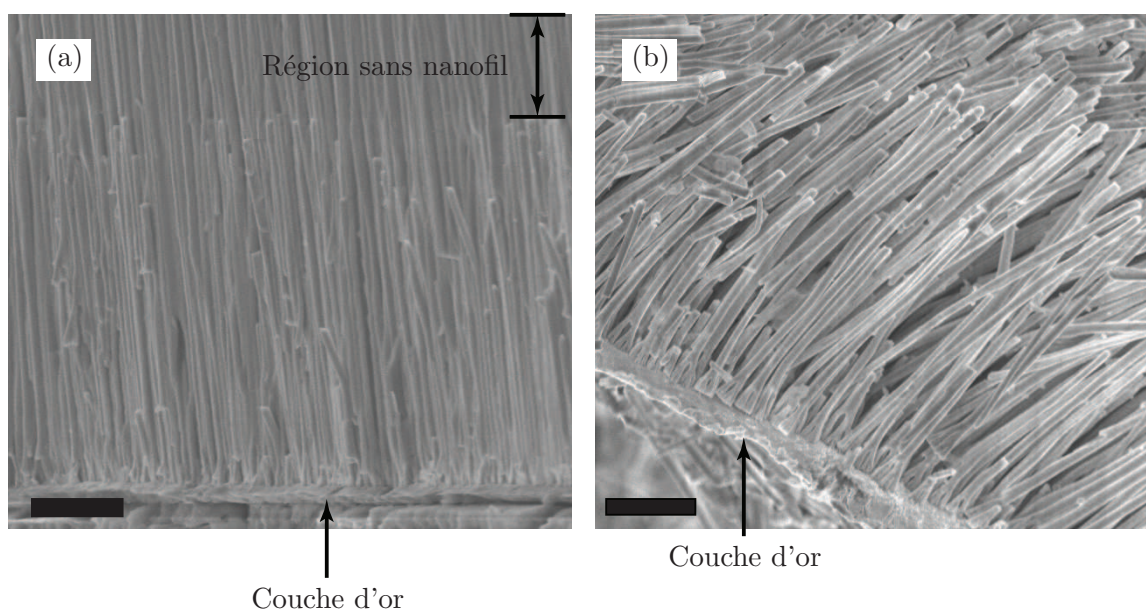


Figure 2.14 Vue par microscopie électronique à balayage de nanofils de 170 nm de diamètre obtenus dans une membrane commerciale d'alumine Whatman. (a) Vue en section d'une membrane contenant des nanofils de CoFeB. (b) Vue de profil de nanofils, après dissolution de la membrane d'alumine. La longueur des barres noires correspond à  $2 \mu\text{m}$ .

La figure 2.14(a) présente une vue en section de nanofils de CoFeB. La couche d'or est visible au bas de la figure. La région supérieure de la membrane ne contient pas de nanofils. Pour mettre en évidence la structure des fils, une membrane d'alumine chargée de nanofils ferromagnétiques a été dissoute dans une solution de 1M NaOH pendant 8h [figure 2.14(b)]. Près de la couche d'or, il est possible de constater que les fils sont ramifiés. Cette zone correspond à la région de filtration. Nous rappelons que ces types de membrane sont régulièrement utilisées pour filtrer des solutions chimiques.

La figure 2.15 montre une image par microscopie électronique en transmission (TEM, pour *transmission electron microscopy*) d'un nanofil de CoFeB obtenue par électrodéposition dans une matrice d'alumine commerciale Whatman. La matrice a été dissoute dans une solution



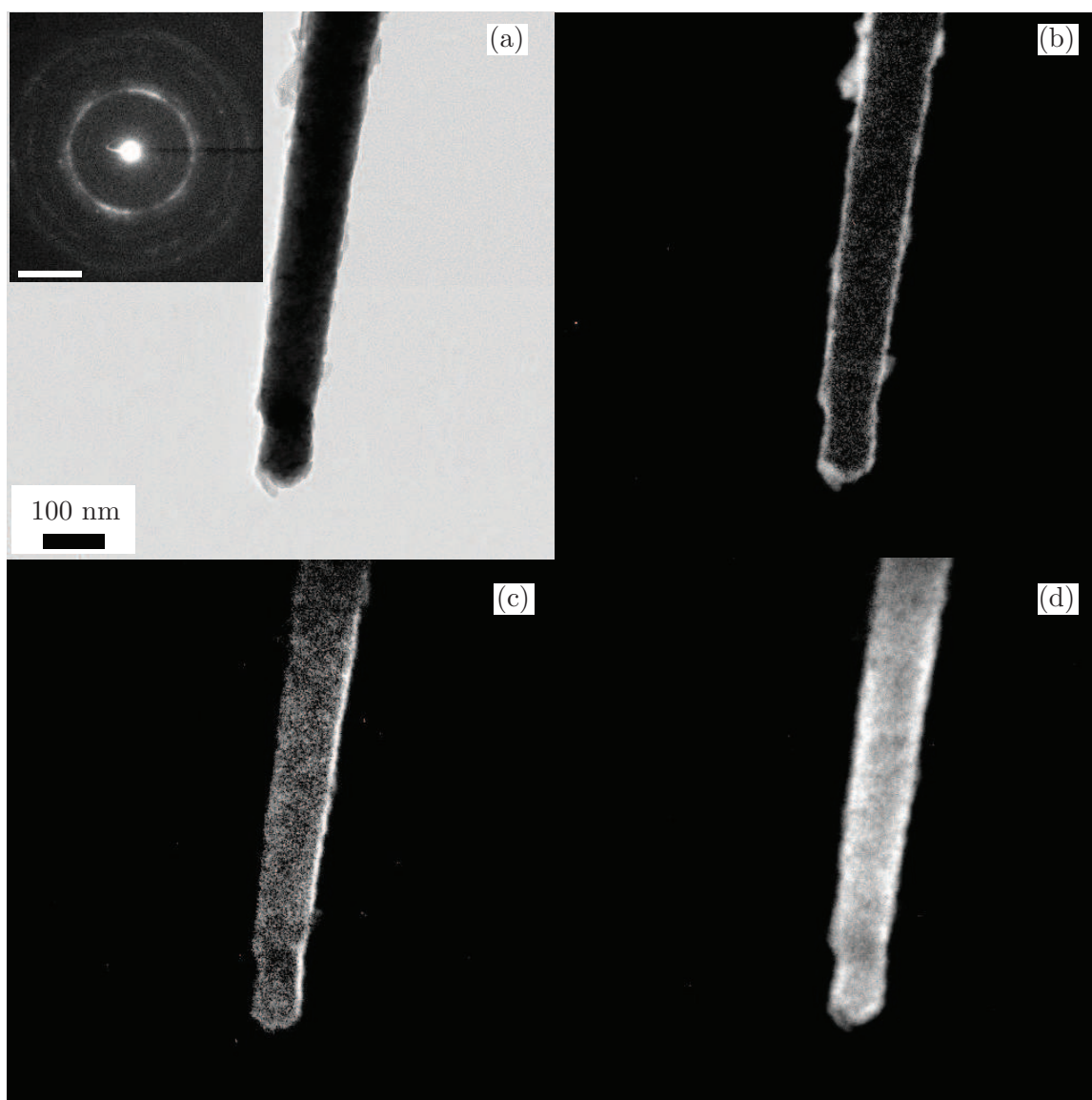


Figure 2.15 Observation par microscopie électronique en transmission de l'extrémité d'un nanofil de CoFeB, après dissolution de la membrane d'alumine commerciale. (a) Imagerie en champ clair. L'encadré montre un patron de diffraction d'une région de 100 nm par 100 nm, où la longueur de la barre blanche correspond à  $5 \text{ nm}^{-1}$ . (b) Cartographie de l'oxygène. (c) Cartographie du Fe. (d) Cartographie du Co. Les images sont une courtoisie de Azadeh Akhtari-Zavareh, du groupe de Karen Kavanagh, Simon Fraser University (Colombie Britannique, Canada).

de 1M NaOH pendant 8h, selon une procédure similaire à celle mentionnée plus haut pour les fils de 40 nm, puis déposée sur une grille de cuivre recouverte de carbone. Les images TEM sont une courtoisie de Azadeh Akhtari-Zavareh, étudiante au doctorat sous la supervision du professeur Karen Kavanagh, de l'Université Simon Fraser (Colombie Britannique, Canada).



La figure 2.15(a) montre une image TEM en champ clair d'un nanofil de CoFeB. Un fil de diamètre inférieur à 170 nm a été choisi afin de faciliter l'imagerie TEM. L'encadré de la figure 2.15(a) correspond à un cliché de diffraction d'une région d'environ 100 nm par 100 nm du nanofil. Le cliché de diffraction de la figure 2.15(a) suggère que le fil est nanocristallin, basé sur les points blancs diffus formant des anneaux quasi-continus. Les figures 2.15(b), (c) et (d) montrent une cartographie de l'oxygène, du fer et du cobalt contenus dans le nanofil, obtenus par spectroscopie de perte en énergie des électrons (EELS, pour *electron energy loss spectroscopy*). L'oxygène est présent à la surface du fil dû à la présence d'alumine résiduel et à une oxidation de la surface du fil. Le Fe et le Co sont uniformément distribués dans le volume du fil.

Les mêmes conclusions peuvent être tirées des nanofils de 40 nm de diamètre [5].

## 2.5 Résumé du chapitre

Le présent chapitre a été voué à la fabrication de réseaux de nanofils ferromagnétiques par électrodéposition à l'intérieur de membranes nanoporeuses d'alumine. Nous avons présenté la technique de fabrication de membranes nanoporeuses d'alumine par anodization de l'aluminium à la section 2.3. Deux montages d'anodization de l'aluminium ont été développés. Des membranes d'alumine de 20 et 40 nm de diamètre ont été fabriquées, puis comparées à des membranes d'alumine commerciales de 170 nm de diamètre. Une caractérisation par microscopie électronique à balayage a révélé un ordre quasi-hexagonal des pores des membranes d'alumine fabriquées par anodization de l'aluminium. Les pores des membranes d'alumine commerciales sont aléatoirement distribués.

L'électrodéposition de nanofils ferromagnétiques a été abordé à la section 2.4. Des nanofils ferromagnétiques de Ni et CoFeB ont été électrodéposés à l'intérieur des membranes d'alumine nanoporeuses. Des recettes pour la fabrication de nanofils de NiFe et des nanofils multicouches ont été reportées à l'annexe A. Une caractérisation des réseaux de nanofils par microscopie électronique à balayage a montré un remplissage dense des membranes d'alumine et une rugosité à la surface des fils. Un meilleur contrôle des paramètres d'anodization, telle la température du bain d'anodization, pourrait possiblement réduire la rugosité de surface des fils.

Un modèle de la réponse quasi-statique et dynamique des réseaux de nanofils ferromagnétiques sera développé au chapitre 3 et 4. La caractérisation de la réponse statique et dynamique des fils sera présentée au chapitre 6.

## CHAPITRE 3

### RÉPONSE QUASI-STATIQUE

#### 3.1 Introduction

Au chapitre précédent, nous avons vu une méthode de fabrication de réseaux de nanofils ferromagnétiques (FMNWAs, pour *ferromagnetic nanowire arrays*), basée sur l'anodization de l'aluminium suivi de l'électrodéposition de nanofils ferromagnétiques. Le présent chapitre est consacré à l'étude de la réponse quasi-statique (QS) des FMNWAs. Il est important de comprendre et prédire la réponse QS des FMNWAs puisque cette dernière joue un rôle important sur la réponse hyperfréquence des FMNWAs.

Le chapitre est divisé comme suit. La section 3.2 présente l'étude d'un fil isolé. Nous introduirons les énergies magnétiques et obtiendrons les courbes d'hystérésis d'un ellipsoïde uniformément aimanté. La section 3.3 présente le modèle de la réponse quasi-statique des FMNWAs. Nous établirons les différents termes d'énergie pour un FMNWA sous la saturation, puis nous dériverons une expression pour calculer la courbe d'hystérésis axiale et transverse des FMNWAs.

Les équations (3.33), (3.44), (3.46) et (3.48) sont les équations clés du chapitre. L'équation (3.33) permet de trouver le champ dipolaire d'un réseau de nanofils constitué de deux populations d'aimantation, et mène au terme d'énergie magnétique dipolaire sous la saturation [équation (3.36)]. Les équations (3.44) et (3.46) permettent de générer les courbes d'hystérésis axiales et transverses aux fils, connaissant le champ externe statique, la géométrie des fils et l'aimantation à saturation des fils. L'équation (3.48) indique la possibilité d'extraire les paramètres reliés à l'anisotropie magnétique des FMNWAs, connaissant la susceptibilité apparente axiale et transverse des FMNWAs.

#### 3.2 Nanofil unique

##### 3.2.1 Définitions préliminaires

Une méthode pour déterminer les propriétés magnétiques d'un système est de minimiser l'énergie magnétique totale par rapport à une ou plusieurs variables du système [4]. On peut alors résoudre le problème de manière analytique, si l'on parvient à obtenir une solution analytique, ou résoudre le problème numériquement à l'aide de calculs micromagnétiques [139]. La simulation micromagnétique d'un réseau de nanofils constitués de plusieurs millions

de fils, comme c'est le cas ici, nécessiterait un temps de calcul considérable. En revanche, un modèle analytique permettrait de déterminer la réponse QS des fils, et éventuellement déterminer la perméabilité dynamique des FMNWAs.

Considérons un fil uniformément aimanté, de volume  $V$ , et soumis à un champ magnétique externe statique  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$  (figure 3.1). En coordonnées cartésiennes, le champ magnétique externe statique  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$  s'écrit

$$\mathbf{H}_{\text{ext}} = H_{\text{ext}} (\sin \theta_H \cos \phi_H \hat{\mathbf{x}} + \sin \theta_H \sin \phi_H \hat{\mathbf{y}} + \cos \theta_H \hat{\mathbf{z}}), \quad (3.1)$$

où  $H_{\text{ext}}$  [ $\text{A m}^{-1}$ ] est le module du champ magnétique et  $\theta_H$  et  $\phi_H$  sont les angles polaires de  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$ . L'aimantation statique moyenne  $\mathbf{M}$  du fil est donnée par la moyenne volumique des moments magnétiques constituant le fil, et s'écrit, en coordonnées cartésiennes, par

$$\mathbf{M} = M (\sin \theta_M \cos \phi_M \hat{\mathbf{x}} + \sin \theta_M \sin \phi_M \hat{\mathbf{y}} + \cos \theta_M \hat{\mathbf{z}}), \quad (3.2)$$

où  $M$  [ $\text{A m}^{-1}$ ] est le module de l'aimantation statique et  $\theta_M$  et  $\phi_M$  sont les angles polaires de  $\mathbf{M}$ .

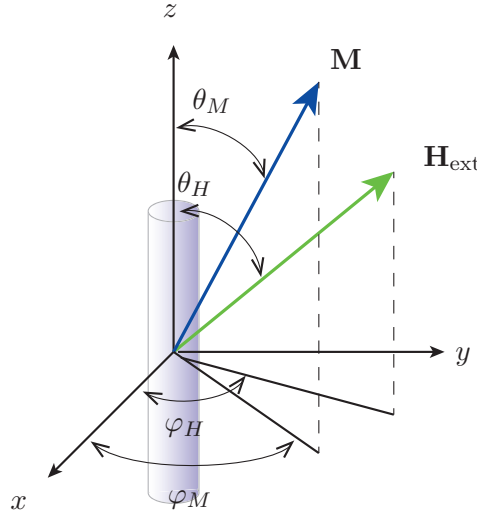


Figure 3.1 Représentation schématique d'un cylindre ferromagnétique d'aimantation  $\mathbf{M}$ , uniformément aimanté par un champ magnétique externe statique  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$ .

La densité d'énergie magnétique totale  $u = U/V$  [ $\text{J m}^{-3}$ ] d'un fil de volume  $V$  [ $\text{m}^3$ ] et d'énergie magnétique  $U$  [ $\text{J}$ ], uniformément aimanté par un champ magnétique externe statique  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$  s'écrit [131]

$$u = u_{\text{Zee}} + u_{\text{dip}} + u_{\text{cryst}} + u_{\text{elas}} + u_{\text{surf}} + u_{\text{exc}}, \quad (3.3)$$

où  $u_{\text{Zee}}$  est la densité d'énergie dite Zeeman associée au champ magnétique externe statique,  $u_{\text{dip}}$  est la densité d'énergie due aux interactions dipolaires,  $u_{\text{cryst}}$  est la densité d'énergie magnétocristalline,  $u_{\text{elas}}$  est la densité d'énergie magnétoélastique,  $u_{\text{surf}}$  est la densité d'énergie de surface et  $u_{\text{exc}}$  est la densité d'énergie d'échange. Afin d'alléger le texte, la densité d'énergie magnétique sera simplement désignée par énergie magnétique pour le restant du document. Le contexte sera suffisamment clair pour éviter toute ambiguïté entre énergie et densité d'énergie magnétique.

Nous allons d'abord traiter l'interaction dipolaire, un point pivotale de ce travail de recherche, afin d'en dégager un terme d'énergie d'anisotropie de forme usuelle. Nous reviendrons aux autres termes d'énergie magnétique de l'équation (3.3) à la section 3.2.3.

### 3.2.2 Interactions dipolaires

Dans le cas d'un fil isolé, le champ dipolaire provient de l'interaction mutuelle de l'ensemble des dipôles constituant le fil. Le fil magnétique peut être subdivisé en un ensemble de dipôles élémentaires de volume  $dV_j$ , interagissant entre eux via le champ magnétique produit par chaque dipôle.

Considérons pour l'instant un dipôle ponctuel de moment magnétique  $\mathbf{m}_{\text{dip},j} = \mathbf{M}_{\text{dip},j}dV_j$ , où  $dV_j$  est le volume élémentaire du dipôle et  $\mathbf{M}_{\text{dip},j}$  est l'aimantation du dipôle. Le dipôle ponctuel est situé en  $\mathbf{r}_j$  de l'origine. Nous recherchons le champ dipolaire  $\mathbf{H}_{\text{dip},j}(\mathbf{r})$ , en un point d'observation situé en  $\mathbf{r}$  de l'origine. Une représentation schématique du champ dipolaire  $\mathbf{H}_{\text{dip},j}(\mathbf{r})$  produit par un dipôle ponctuel de moment magnétique  $\mathbf{m}_{\text{dip},j}$  est montrée à la figure 3.2. À noter que nous écrivons  $\mathbf{r}'_j = \mathbf{r} - \mathbf{r}_j$ , afin d'alléger les expressions.

Le champ magnétique dipolaire  $\mathbf{H}_{\text{dip},j}(\mathbf{r})$  produit en  $\mathbf{r}$ , s'écrit

$$\mathbf{H}_{\text{dip},j}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi(r'_j)^5} \left[ 3(\mathbf{m}_{\text{dip},j} \cdot \mathbf{r}'_j) \mathbf{r}'_j - (r'_j)^2 \mathbf{m}_{\text{dip},j} \right] - \frac{1}{3} \mathbf{m}_{\text{dip},j} \delta(\mathbf{r}'_j), \quad (3.4)$$

où la fonction  $\delta$  est nulle si  $\mathbf{r} \neq \mathbf{r}_j$  et infinie sinon (voir équation (2.13) de [46] ou équation (5.64) de [89]). Il est possible de réécrire l'équation (3.4) de manière alternative :

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{\text{dip},j}(\mathbf{r}) &= -\frac{1}{4\pi(r'_j)^5} \left[ \overleftrightarrow{\mathbf{1}}(r'_j)^2 - 3\mathbf{r}'_j\mathbf{r}'_j + \Delta \overleftrightarrow{\mathbf{1}} \right] \cdot \mathbf{m}_{\text{dip},j}, \\ &= -\overleftrightarrow{\mathbf{N}}_{\text{dip},j}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{M}_{\text{dip},j}, \end{aligned} \quad (3.5)$$

où  $\Delta = 4\pi(r'_j)^5\delta(\mathbf{r}'_j)/3$ ,  $\mathbf{r}'_j = \mathbf{r} - \mathbf{r}_j$ ,  $\mathbf{r}'_j\mathbf{r}'_j$  représente la dyade  $(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j)(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j)$ , et  $\overleftrightarrow{\mathbf{1}} = \hat{\mathbf{x}}\hat{\mathbf{x}} + \hat{\mathbf{y}}\hat{\mathbf{y}} + \hat{\mathbf{z}}\hat{\mathbf{z}}$  est le tenseur unitaire diagonal. L'algèbre des dyadiques est discutée en détails au chapitre 2 de la référence [113], par exemple. Le tenseur  $\overleftrightarrow{\mathbf{N}}_{\text{dip},j}(\mathbf{r})$  est une matrice  $3 \times 3$ ,

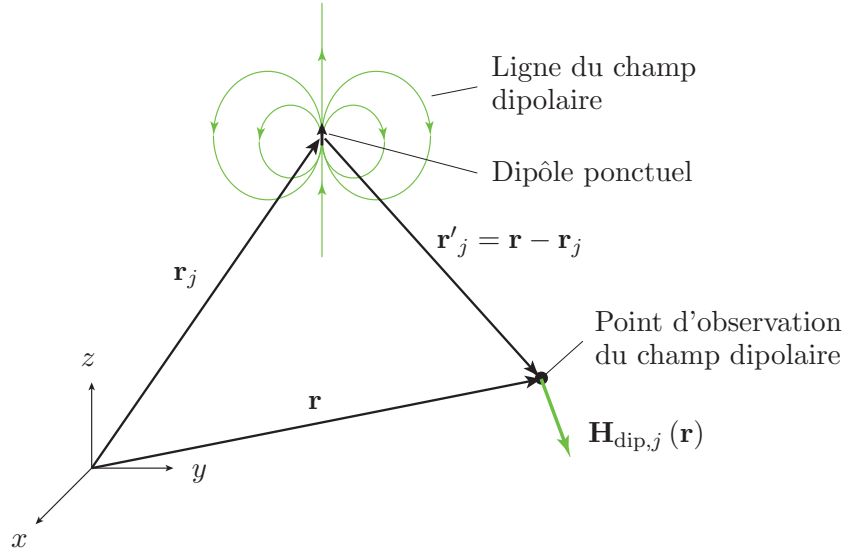


Figure 3.2 Représentation schématique du champ dipolaire  $\mathbf{H}_{\text{dip},j}(\mathbf{r})$  produit par un dipôle ponctuel de moment magnétique  $\mathbf{m}_{\text{dip},j}$ , situé en  $\mathbf{r}_j$  de l'origine. Nous recherchons le champ dipolaire en un certain point d'observation, situé en  $\mathbf{r}$  de l'origine.

et s'écrit

$$\overleftrightarrow{\mathbf{N}}_{\text{dip},j}(\mathbf{r}) = \frac{dV_j}{4\pi(r'_j)^5} \begin{pmatrix} (r'_j)^2 - 3(x'_j)^2 + \Delta & -3x'_j y'_j & -3x'_j z'_j \\ -3x'_j y'_j & (r'_j)^2 - 3(y'_j)^2 + \Delta & -3y'_j z'_j \\ -3x'_j z'_j & -3y'_j z'_j & (r'_j)^2 - 3(z'_j)^2 + \Delta \end{pmatrix}, \quad (3.6)$$

où  $x'_j = x - x_j$ ,  $y'_j = y - y_j$  et  $z'_j = z - z_j$ . Le champ dipolaire, tel qu'écrit à l'équation (3.5), a l'avantage de séparer les contributions géométriques, incluses dans  $\overleftrightarrow{\mathbf{N}}_{\text{dip},j}(\mathbf{r})$ , des contributions magnétiques, contenues dans  $\mathbf{M}_{\text{dip},j}$ . Il sera vu plus loin, dans le cas des réseaux de nanofils, que le champ magnétique  $\mathbf{H}_{\text{dip},j}(\mathbf{r})$ , écrit sous la forme d'un produit de  $\overleftrightarrow{\mathbf{N}}_{\text{dip},j}(\mathbf{r})$  et de  $\mathbf{M}_{\text{dip},j}$ , permet de simplifier le calcul des interactions dipolaires. Le champ magnétique dipolaire total  $\mathbf{H}_{\text{dip}}(\mathbf{r})$  peut être obtenu en sommant sur tous les dipôles ponctuels de l'espace. Si la distribution de dipôles est continue, la somme sur les  $\mathbf{r}_j$  est remplacée par une intégrale de volume, et si l'aimantation  $\mathbf{M}_{\text{dip},j}$  est la même pour tous les dipôles, alors  $\mathbf{M}_{\text{dip},j} = \mathbf{M}_{\text{dip}}$ . L'équation (3.5) devient

$$\mathbf{H}_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = -\overleftrightarrow{\mathbf{N}}_{\text{dip}}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{M}_{\text{dip}}. \quad (3.7)$$

Il est possible de voir, à l'aide de l'équation (3.7), que  $\mathbf{H}_{\text{dip}}(\mathbf{r})$  dépend de la position dans l'espace. Ceci implique que le champ dipolaire, produit par un ensemble de dipôles, est en général

spatialement inhomogène à l'intérieur d'un matériau de taille finie. Des expressions générales ont été développées pour calculer la dépendance spatiale du tenseur de désaimantation  $\overleftrightarrow{N}_{\text{dip}}(\mathbf{r})$  pour les cylindres [93, 100]. Puisque nous sommes intéressés par la réponse moyenne du fil, il est plus significatif de prendre la moyenne du champ dipolaire sur le volume du fil à l'étude. Partant de l'équation (3.7), la moyenne du champ dipolaire sur le volume du fil donne

$$\mathbf{H}_{\text{dip}} = -\overleftrightarrow{N}_{\text{dip}} \cdot \mathbf{M}_{\text{dip}}, \quad (3.8)$$

où  $\overleftrightarrow{N}_{\text{dip}}$  est le tenseur de désaimantation moyen, aussi nommé tenseur de désaimantation magnétométrique [13]. À noter que nous gardons les mêmes symboles qu'à l'équation (3.7), mais nous laissons tomber l'argument ( $\mathbf{r}$ ) de la fonction pour indiquer que les champs moyens sont uniformes à l'équation (3.8).

Pour un fil ayant un axe de révolution coïncidant avec un des axes du système de coordonnées cartésiennes, le tenseur  $\overleftrightarrow{N}_{\text{dip}}$  est diagonal et égal à  $\overleftrightarrow{N}_{\text{dip}} = N_{xx}\hat{\mathbf{x}}\hat{\mathbf{x}} + N_{yy}\hat{\mathbf{y}}\hat{\mathbf{y}} + N_{zz}\hat{\mathbf{z}}\hat{\mathbf{z}}$ . De plus, sa trace est unitaire, ce qui entraîne la relation  $N_{xx} + N_{yy} + N_{zz} = 1$ . Il est possible d'obtenir des relations pour les composantes de  $\overleftrightarrow{N}_{\text{dip}}$  pour une particule de forme ellipsoïdale [134], de forme cylindrique [37, 91, 172] ou pour un prisme à base carrée [3, 4, 172]. Les expressions pour les facteurs de désaimantation des ellipsoïdes de révolution et des cylindres sont présentées à l'annexe C. Si le système de coordonnées cartésiennes fait un angle arbitraire avec l'axe de révolution du fil, le tenseur de désaimantation  $\overleftrightarrow{N}_{\text{dip}}$  n'est plus diagonal. Cette situation est aussi détaillée à l'annexe C.

Connaissant le champ dipolaire moyen  $\mathbf{H}_{\text{dip}}$  agissant sur le fil à l'étude, il est maintenant possible d'obtenir une expression pour l'énergie magnétique d'origine dipolaire  $u_{\text{dip}}$ . Pour un fil d'aimantation moyenne statique  $\mathbf{M}$ , dont le champ dipolaire est produit par les dipôles d'aimantation  $\mathbf{M}$  constituant le fil, l'énergie dipolaire s'écrit

$$u_{\text{dip}} = \frac{\mu_0}{2} \mathbf{M} \cdot \left( \overleftrightarrow{N}_{\text{dip}} \cdot \mathbf{M} \right). \quad (3.9)$$

Le facteur  $1/2$  a été introduit afin de tenir compte du fait que l'énergie dipolaire est comptée deux fois pour chaque paire de dipôle. En effet, l'énergie du dipôle  $j$  en interaction avec le dipôle  $i$  est la même que l'énergie du dipôle  $i$  en interaction avec le dipôle  $j$ , donc en sommant sur tous les dipôles du fil, l'énergie d'interaction dipolaire est comptée deux fois.

### 3.2.3 Énergies magnétiques

Revenons maintenant aux différents termes de la densité d'énergie magnétique, donnée par l'équation (3.3). L'énergie Zeeman  $u_{\text{Zee}}$  s'écrit

$$u_{Zee} = -\mu_0 \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{\text{ext}}, \quad (3.10)$$

où  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H m}^{-1}$  est la perméabilité du vide et le signe  $-$  nous assure que  $u_{Zee}$  est minimale lorsque l'aimantation  $\mathbf{M}$  du fil est colinéaire avec le champ externe statique  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$ . À noter que l'on exclut l'effet des champs magnétiques dipolaires produits par les dipôles élémentaires du terme  $u_{Zee}$ . Ces champs magnétiques dipolaires sont pris en compte dans le terme  $u_{\text{dip}}$ .

Le terme d'énergie  $u_{\text{dip}}$  correspond à l'énergie du fil d'aimantation  $\mathbf{M}$ , soumis à un champ magnétique d'origine dipolaire. Reprenons l'équation (3.9), donnant la densité d'énergie magnétique due aux interactions dipolaires. Dans le cas où le fil possède un axe de révolution le long de son axe principal, i.e. que  $N_{xx} = N_{yy}$  et  $2N_{xx} + N_{zz} = 1$ , et que  $\mathbf{M} = M_s(\sin \theta_M \hat{\mathbf{x}} + \cos \theta_M \hat{\mathbf{z}})$  alors il est possible de réécrire l'énergie magnétique comme

$$u_{\text{dip}} = \frac{\mu_0 M_s^2}{4} (1 - 3N_{zz}) \sin^2 \theta_M + C, \quad (3.11)$$

où  $C$  est une constante, égale à  $\mu_0 M_s^2 N_{zz}/2$ . Cette constante est généralement omise car elle n'intervient pas dans le processus de minimisation de l'énergie par rapport aux angles de l'aimantation.

Considérons maintenant l'énergie d'origine magnétocristalline  $u_{\text{cryst}}$  [ $\text{J m}^{-3}$ ] de l'équation (3.3). Lorsque les atomes du fil à l'étude sont structurés en un réseau cristallin, l'aimantation moyenne du fil tend à s'orienter préférentiellement selon certaines directions crystallographiques. L'origine de l'anisotropie magnétocristalline est discutée plus en détail dans [46], [104] ou [131]. Dans le cas d'une anisotropie uniaxiale, l'énergie magnétocristalline peut être développée suivant la série

$$u_{\text{cryst}} = \sum_n K_{\text{cryst},n} \sin^{2n} \theta_c \simeq K_{\text{cryst},0} + K_{\text{cryst},1} \sin^2 \theta_c, \quad (3.12)$$

où  $K_{\text{cryst},n}$  [ $\text{J m}^{-3}$ ] est la constante d'anisotropie magnétocristalline d'ordre  $n$ , et  $\theta_c$  [rad] est l'angle entre l'aimantation et l'axe de symétrie de la structure cristalline (voir équation (6.2) de [131] par exemple). En général, on se limite à un développement au premier ordre ( $n = 1$ ) de l'équation (3.12). La constante  $K_{\text{cryst},0}$  est généralement omise, car elle n'intervient pas dans le processus de minimisation de l'énergie. Nous écrivons alors  $K_{\text{cryst},1} = K_{\text{cryst}}$ .

Le terme  $u_{\text{elas}}$  [ $\text{J m}^{-3}$ ] correspond à l'énergie d'anisotropie magnétoélastique. Lorsqu'un matériau magnétique est mécaniquement contraint, son aimantation peut varier, et inversement, lorsque l'aimantation d'un matériau varie sous l'application d'un champ magnétique, le matériau peut subir une déformation mécanique. L'anisotropie magnétoélastique est dis-

cutée en détail dans [131]. Souvent, elle donne lieu à un terme d'anisotropie uniaxiale de la forme  $K_{\text{elas}} \sin^2 \theta_c$  où la constante d'anisotropie  $K_{\text{elas}}$  dépend de la grandeur et du signe du coefficient de magnétostriction et de la contrainte mécanique, et  $\theta_c$  [rad] est l'angle entre l'aimantation et l'axe de symétrie de la structure.

Considérons le terme d'énergie de surface  $u_{\text{surf}}$ . Dans le cas d'une nanoparticule ou d'une couche mince, l'environnement immédiat des atomes à la surface est différent des atomes à l'intérieur du volume. Les spins à la surface peuvent donc percevoir une anisotropie différente des atomes à l'intérieur du volume.

Dans le cas de couches minces de surface  $S$  et de volume  $V = St$ , où  $t$  [m] est l'épaisseur de la couche, la densité d'énergie  $u_{\text{surf}}$  [ $\text{J m}^{-3}$ ], associée à l'anisotropie de surface, est parfois écrite [46]

$$u_{\text{surf}} = \frac{K_s S}{V} \sin^2 \theta = \frac{K_s}{t} \sin^2 \theta, \quad (3.13)$$

où  $K_s$  [ $\text{J m}^{-2}$ ] est la constante d'anisotropie de surface, de l'ordre de  $1 \text{ erg cm}^{-2}$  ( $1 \text{ mJ m}^{-2}$ ). La densité d'énergie associée à l'équation (3.13) a une dépendance en  $\sin^2 \theta$ , et varie avec l'inverse de l'épaisseur de la couche mince. De manière générale, le signe de  $K_s$  peut être positif ou négatif, et  $\theta$  peut représenter une direction relative à une orientation cristalline [160]. Une signature en  $1/t$  est un indice important d'un effet de surface.

Dans le cas de sphères de rayon  $a$ , de surface  $S = 4\pi a^2$  et de volume  $V = 4\pi a^3/3$ , Bodker *et al.* ont utilisé une constante d'anisotropie effective donnée par  $K'_s = K_s(4\pi a^2)/(4\pi a^3/3) = 6K_s/2a$  [17]. La constante d'anisotropie effective utilisée par Bodker *et al.* varie avec l'inverse du diamètre  $2a$  des sphères. Le facteur 6 provient du rapport surface sur volume de la sphère.

Une anisotropie de surface liée au couplage d'échange entre une couche anti-ferromagnétique (par exemple un oxyde à la surface) et le matériau ferromagnétique peut donner lieu à une anisotropie unidirectionnelle en  $K \cos \theta$ , où  $\theta$  est l'angle de l'aimantation par rapport à la normale à la surface (voir page 236 de [46], par exemple).

Le dernier terme de l'équation (3.3) correspond à l'énergie d'échange  $u_{\text{exc}}$  [ $\text{J m}^{-3}$ ]. L'interaction d'échange favorise, dans les matériaux ferromagnétiques, un alignement colinéaire des spins. Le lecteur trouvera une discussion de l'interaction d'échange dans [46], [104] ou [131]. L'énergie d'échange peut s'écrire [46]

$$u_{\text{exc}} = \frac{A}{V} \int \left( \frac{\nabla \mathbf{M}(\mathbf{r})}{M_s} \right)^2 d^3 \mathbf{r}, \quad (3.14)$$

où  $A$  [ $\text{J m}^{-1}$ ] est la constante d'échange et  $\mathbf{M}(\mathbf{r})$  [ $\text{A m}^{-1}$ ] est l'aimantation spatialement inhomogène du matériau. Nous ferons l'hypothèse que l'aimantation est suffisamment uniforme à l'intérieur des fils pour négliger l'énergie d'échange par rapport aux autres termes



d'énergie. Cette hypothèse s'appuie sur le fait que les fils de 20 et 40 nm à l'étude ici seraient monodomaines, selon nos calculs approximatifs présentés à l'annexe D, et que des images de microscopie à force magnétique suggèrent une aimantation intra-fil nette importante pour des FMNWAs de Ni de 40 nm de diamètre axialement aimantés (voir figure 3.4). Nous discuterons plus en détail de cette hypothèse au chapitre 6.

À cause de la symétrie de révolution des fils, et du fait que les fils à l'étude sont polycristallins, les termes d'énergie autres que d'origine dipolaire ou Zeeman sont regroupés en un terme d'énergie uniaxiale  $u_{\text{uni}}$  [ $\text{J m}^{-3}$ ], dont la dépendance est supposée en  $K \sin^2 \theta_M$ , où  $\theta_M$  [rad] est l'angle de l'aimantation par rapport à l'axe des fils et  $K$  est la constante d'anisotropie [ $\text{J m}^{-3}$ ]. Les mesures angulaires de résonance ferromagnétique sont compatibles avec une anisotropie uniaxiale, comme nous le verrons au chapitre 6.

En résumé, la densité d'énergie totale  $u$ , donnée par l'équation (3.3), s'écrit, en incluant l'énergie Zeeman [équation (3.10)], l'énergie d'origine dipolaire [équation (3.11)] et l'anisotropie uniaxiale en  $K \sin^2 \theta_M$ ,

$$u = -\mu_0 \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{\text{ext}} + \frac{\mu_0 M_s^2}{4} (1 - 3N_{zz}) \sin^2 \theta_M + K \sin^2 \theta_M, \quad (3.15)$$

où  $M_s$  est l'aimantation à saturation des fils,  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H m}^{-1}$  est la perméabilité du vide,  $\mathbf{M}$  est l'aimantation du fil,  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$  est le champ magnétique externe statique,  $\theta_M$  est l'angle de l'aimantation par rapport à l'axe du cylindre,  $N_{zz}$  est le facteur de désaimantation dû aux interactions dipolaires, et  $K$  est la constante d'anisotropie uniaxiale.

### 3.2.4 Courbes d'hystérésis

Considérons un cylindre uniformément aimanté par un champ magnétique externe statique  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$ , tel que représenté schématiquement à la figure 3.1. Nous nous intéressons à l'évolution de l'aimantation moyenne  $\mathbf{M}$  en fonction du champ magnétique externe statique  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$ . Nous allons admettre que l'aimantation de ce cylindre demeure uniforme en tout temps. Autrement dit, nous admettons que l'aimantation est indépendante des coordonnées spatiales en fonction du champ magnétique externe statique  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$ . Ce problème, généralement référé sous le nom de modèle de Stoner-Wohlfarth [131], est bien traité dans les livres de magnétisme (voir par exemple [46] ou [131]). Seuls les résultats principaux seront présentés ici. Les détails mathématiques sont présentés à l'annexe B.

La densité d'énergie totale est donnée par l'équation (3.15). Supposons que les densités d'énergie dominantes proviennent de l'énergie Zeeman, des interactions dipolaires et d'une anisotropie uniaxiale de la forme  $K \sin^2 \theta_M$ . La position d'équilibre de l'aimantation est donnée par la minimisation de la densité d'énergie  $u$ . La première dérivée de l'énergie

par rapport à l'angle azimutal  $\varphi_M$  donne  $\varphi_M = 0$  lorsque  $\varphi_H = 0$ . La première dérivée de l'énergie par rapport à l'angle polaire  $\theta_M$  donne

$$H_{\text{ext}} \sin(\theta_M - \theta_H) + H_{\text{eff}} \sin \theta_M \cos \theta_M = 0, \quad (3.16)$$

où  $M_s$  est l'aimantation à saturation,  $H_{\text{ext}}$  est le champ externe statique,  $\theta_M$  est l'angle d'équilibre de l'aimantation ( $\theta_M = 0$  correspond à l'axe du cylindre),  $\theta_H$  est l'angle du champ magnétique par rapport à l'axe du cylindre, et le champ effectif d'anisotropie  $H_{\text{eff}}$  est donné par

$$H_{\text{eff}} = \frac{M_s}{2} (1 - 3N_{zz}) + \frac{2K}{\mu_0 M_s}, \quad (3.17)$$

où  $N_{zz}$  est le facteur de désaimantation, donné par l'équation (C.1), et  $K$  est la constante d'anisotropie additionnelle. Le champ effectif d'anisotropie  $H_{\text{eff}}$  décrit l'anisotropie du matériau. Un champ effectif positif correspond à un axe facile le long de l'axe du cylindre ; l'aimantation tend naturellement à s'orienter dans la direction axiale. Un champ effectif négatif correspond à un plan facile dans le plan transverse au fil ; l'aimantation tend naturellement à s'orienter dans le plan transverse au fil.

L'analyse de la dérivée seconde indique si la condition d'équilibre de l'aimantation est stable ou non. Considérons le cas où  $H_{\text{eff}} > 0$ . Regardons le cas où  $\theta_H = \pi/2$ . L'équation (3.16) donne  $\sin \theta_M = H_{\text{ext}}/H_{\text{eff}}$ . La courbe d'hystérésis, correspondant à la projection de l'aimantation sur le champ appliqué ( $M/M_s = \sin \theta_M$ ), est une ligne droite, de susceptibilité apparente  $\chi_{\text{app}}$  égale à l'inverse du champ effectif, et de champ de saturation  $H_{\text{sat}}$  égale à  $H_{\text{eff}}$ . Regardons le cas où  $\theta_H = 0$ . L'équation (3.16) donne  $\cos \theta_M = -H_{\text{ext}}/H_{\text{eff}}$ . L'analyse de la dérivée seconde indique que  $\cos \theta_M = 0$  ou  $\pi$ . La courbe d'hystérésis est alors bistable et la coercivité  $H_c$  est égale à  $H_{\text{eff}}$ . Les courbes d'hystérésis axiale et transverse au cylindre uniformément aimanté sont présentées à la figure 3.3(a) et (b). La coercivité  $H_c$ , le champ de saturation  $H_{\text{sat}}$ , la rémanence  $M_r$  et la susceptibilité apparente  $\chi_{\text{app}}$  sont introduits à la figure 3.3. Lorsque  $H_{\text{eff}} > 0$ , l'axe du fil est désigné par axe facile, et le plan transverse au fil est nommé plan difficile.

Dans le cas où  $H_{\text{eff}} < 0$ , les courbes d'hystérésis de la figure 3.3 sont inversées par rapport au cas où  $H_{\text{eff}} > 0$ . La courbe d'hystérésis hors-plan de la couche est linéaire et donnée par  $\cos \theta_M = H_{\text{ext}}/H_{\text{eff}}$  et la courbe d'hystérésis dans le plan transverse au fil est carrée et de coercivité égale à  $H_{\text{eff}}$ . L'axe du fil est alors nommé axe difficile et le plan contenant les directions transverses au fil est nommé plan facile.

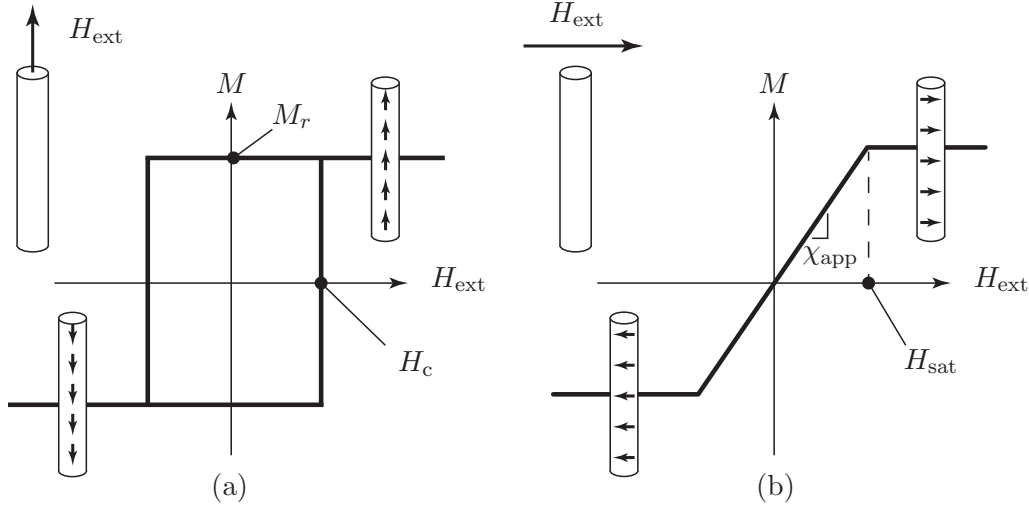


Figure 3.3 Courbes d'hystérésis d'un cylindre uniformément aimanté par un champ magnétique statique externe  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$  lorsque  $H_{\text{eff}} > 0$ , et définition de la coercivité  $H_c$ , du champ de saturation  $H_{\text{sat}}$ , de la rémanence  $M_r$  et de la susceptibilité apparente  $\chi_{\text{app}}$ . (a) Champ statique axial au fil. (b) Champ statique transverse au fil. Note : les courbes d'hystérésis sont inversées lorsque  $H_{\text{eff}} < 0$ .

### 3.3 Réseau de nanofils uniformes

#### 3.3.1 Définitions préliminaires

Des mesures de microscopie à force magnétique (MFM, pour *magnetic force microscopy*) ont été effectuées par Nielsch *et al.*, sur des FMNWAs de Ni axialement aimantés. Nielsch *et al.* ont observé la présence de deux populations de nanofils [130] : une population ayant une aimantation moyenne vers le haut et une population ayant une aimantation moyenne vers le bas [figure 3.4(a)]. De plus, ils ont montré que l'aimantation totale obtenue par MFM suivait bien celle obtenue par magnétométrie statique. Ross *et al.* [146] et Wang *et al.* [179] ont également mis en évidence la bistabilité de l'aimantation de nanofils par MFM [figure 3.4(b) et (c)]. Des mesures de résonance ferromagnétique appuient également la bistabilité des FMNWAs axialement aimantés [19],[28],[52],[53]. Basés sur ces résultats, nous faisons l'hypothèse que le FMNWA puisse être divisé en deux sous-réseaux de fils d'aimantation  $\mathbf{M}_1$  et  $\mathbf{M}_2$ , uniforme à l'intérieur des fils.

Une représentation schématique du réseau est montrée à la figure 3.5. Les nanofils ont un diamètre moyen  $2a$ , une distance inter-fils moyenne  $D$  et une porosité de surface  $P$ . L'aimantation à saturation des fils individuels est  $M_s$ .

Supposons que le réseau puisse être subdivisé en deux sous-populations de fils, en proportion relative  $f_1$  et  $f_2$ , avec la condition  $f_1 + f_2 = 1$  respectée. L'aimantation des fils individuels

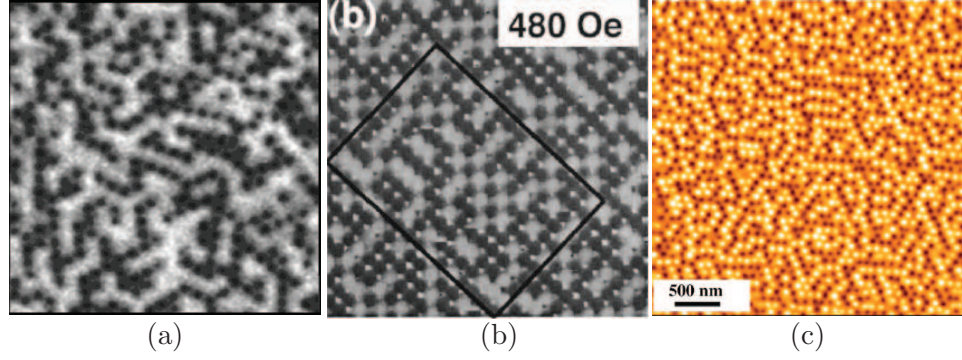


Figure 3.4 Vue de surface de réseaux de nanofils ferromagnétiques, obtenue par microscopie à force magnétique, montrant la bistabilité des nanofils axialement aimantés. Les fils d'aimantation moyenne vers le haut sont représentés par des points blancs et les fils d'aimantation moyenne vers le bas sont représentés par des points noirs. (a) Nanofils de Ni de 30 nm de diamètre et espacés de 100 nm, dans une matrice d'alumine. Reproduite de [130], Copyright (2002), avec permission de Elsevier. (b) Nanofils de Ni de 92 nm de diamètre, 220 nm de long, espacés de 200 nm. La matrice de polymère a été dissoute. Reproduite avec permission de [146]. Copyright (2002), American Physical Society. (c) Nanofils de Co de 30 nm de diamètre, 300 nm de long, espacés de 100 nm, et inclus dans une matrice d'alumine obtenue par anodisation de l'aluminium. Reproduite avec permission de [179]. Copyright (2008), American Institute of Physics.

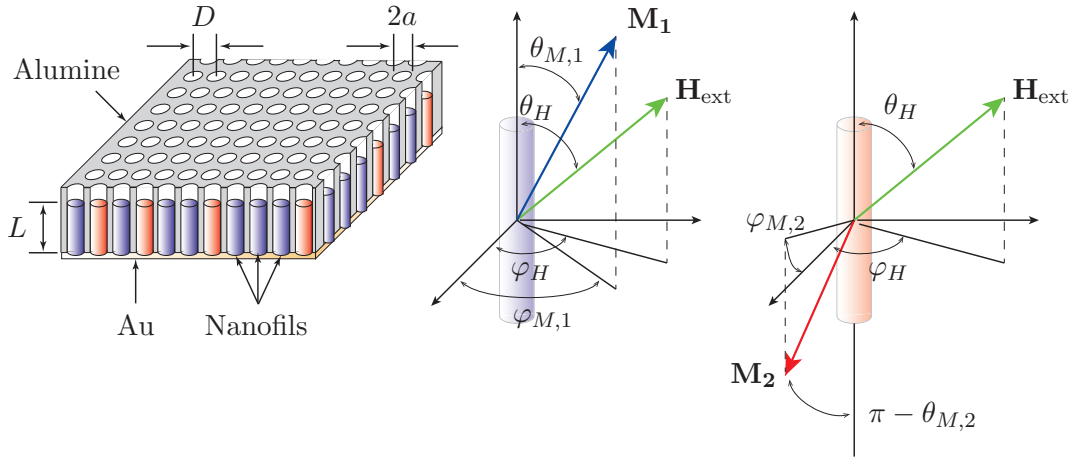


Figure 3.5 Représentation schématique d'un réseau de nanofils ferromagnétiques sous la saturation.

de chaque sous-population  $i$  est supposée uniforme à l'intérieur des fils, et s'écrit

$$\mathbf{M}_i = M_s (\sin \theta_i \cos \phi_i \hat{\mathbf{x}} + \sin \theta_i \sin \phi_i \hat{\mathbf{y}} + \cos \theta_i \hat{\mathbf{z}}), \quad (3.18)$$

où  $i = 1, 2$ . Le champ magnétique externe statique s'écrit

$$\mathbf{H}_{\text{ext}} = H_{\text{ext}} (\sin \theta_H \cos \phi_H \hat{\mathbf{x}} + \sin \theta_H \sin \phi_H \hat{\mathbf{y}} + \cos \theta_H \hat{\mathbf{z}}). \quad (3.19)$$

L'aimantation du réseau est donnée par la moyenne pondérée de l'aimantation de chaque sous-population, et s'écrit donc

$$\mathbf{M} = f_1 \mathbf{M}_1 + f_2 \mathbf{M}_2. \quad (3.20)$$

Dans la plupart des dispositifs hyperfréquences impliquant un matériau magnétique, celui-ci est aimanté axialement ou transversalement. Le cas de l'aimantation oblique du matériau magnétique est rarement rencontré en pratique. Par conséquent, nous nous limiterons ici au cas où le réseau de nanofils est aimanté par un champ magnétique externe statique axial ou transverse aux fils.

### 3.3.2 Interactions dipolaires

Les interactions dipolaires inter-fils jouent un rôle important au niveau de l'anisotropie magnétique des FMNWAs. Nous sommes à la recherche d'une expression permettant de calculer les interactions dipolaires inter-fils d'un FMNWA uniformément aimanté, ou constitué de deux sous-populations de fils, tel que représenté à la figure 3.5. L'énergie dipolaire d'un tel système provient de l'interaction dipolaire due à la forme des fils de chaque sous-population, de l'interaction dipolaire entre les fils d'une même population et de l'interaction dipolaire entre les fils des deux sous-populations. L'énergie dipolaire provenant de la forme des fils a été discutée à la section 3.2.3 [voir équation (3.11)]. Regardons maintenant le cas de l'interaction dipolaire interfils d'une des deux populations. Considérons une des deux sous-population de la figure 3.5, définie par des fils de diamètre moyen  $2a_i$ , distancés en moyenne de  $D_i$  et de longueur moyenne  $L_i$ . La densité surfacique est  $P_i = f_i P$ , et l'aimantation des fils est  $\mathbf{M}_i$ , où  $i = 1, 2$ . Afin d'alléger le texte, l'indice  $i$  sera omis pour l'instant. Nous traiterons d'abord l'interaction au sein d'une seule population. Autrement dit, nous posons  $f_1 = 1$  et  $f_2 = 0$ , puis nous trouvons les interactions dipolaires associées. Nous traiterons le cas des deux populations en interaction à la section suivante.

Considérons un nanofil du réseau, et calculons le champ dipolaire produit par l'ensemble des fils sur ce nanofil. Chaque fil est subdivisé en une chaîne linéaire de dipôles de diamètre  $2a$ , d'épaisseur infinitésimale  $dz$ , et de volume  $dV = \pi a^2 dz$ . Le champ dipolaire  $\mathbf{H}_{\text{dip},j}(\mathbf{r})$  produit par un tel dipôle est représenté schématiquement à la figure 3.6.

Il a été vu à l'équation (3.5) que le champ dipolaire  $\mathbf{H}_{\text{dip},j}$  produit par un dipôle ponctuel  $j$  situé en  $\mathbf{r}_j$  de l'origine, pouvait s'écrire comme le produit du facteur de désaimantation  $\overleftrightarrow{N}_{\text{dip},j}$  et de l'aimantation  $\mathbf{M}_j$ . Nous posons que l'aimantation est la même pour tous les

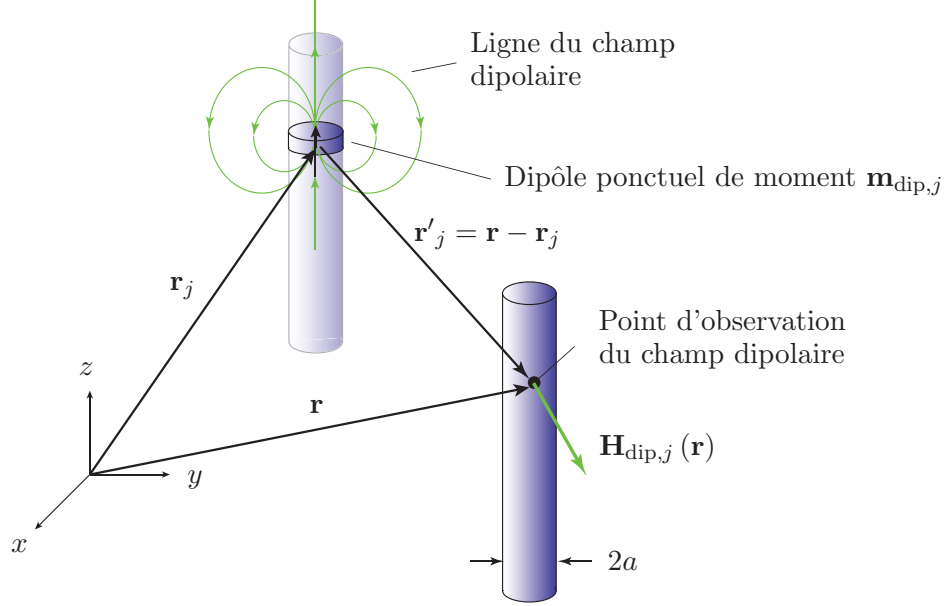


Figure 3.6 Représentation schématique du champ dipolaire  $\mathbf{H}_{\text{dip},j}(\mathbf{r})$  produit par un dipôle ponctuel de moment magnétique  $\mathbf{m}_{\text{dip},j}$ , situé en  $\mathbf{r}_j$  de l'origine. Le nanofil est divisé en une chaîne de dipôles élémentaires de volume  $dV = \pi a^2 dz$ . Nous recherchons le champ dipolaire produit en un certain point d'observation d'un nanofil du réseau, situé en  $\mathbf{r}$  de l'origine.

dipôles de la population, de sorte que  $\mathbf{M}_j = \mathbf{M}$ .

Le champ dipolaire total produit par l'ensemble des nanofils du réseau s'obtient en sommant sur tous les dipôles  $j$  de chaque fil du réseau. Plus particulièrement, le champ dipolaire total est obtenu d'abord en intégrant le facteur de désaimantation le long du fil contenant le dipôle  $j$ , de  $-L/2$  à  $L/2$ , puis en sommant sur tous les fils du réseau. Lorsque cette opération est effectuée, le champ dipolaire provenant de l'interaction dipolaire inter-fils s'écrit

$$\mathbf{H}_{\text{int}}(\mathbf{r}) = -\overleftrightarrow{\mathbf{N}}_{\text{int}}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{M}, \quad (3.21)$$

où  $\mathbf{M}$  est l'aimantation des fils de la population. Les composantes du facteur de désaimantation  $\overleftrightarrow{\mathbf{N}}_{\text{int}}(\mathbf{r})$  ainsi que la procédure mathématique détaillée pour obtenir le champ dipolaire  $\mathbf{H}_{\text{int}}(\mathbf{r})$  sont présentées à l'annexe C afin d'alléger le texte. Sous sa forme actuelle, le champ dipolaire  $\mathbf{H}_{\text{int}}(\mathbf{r})$  dépend de la position spatiale  $\mathbf{r}$  par rapport à l'origine. Le champ dipolaire varie donc le long de l'axe des nanofils. Pour des fils satisfaisant les conditions  $L \gg D$  et  $L \gg a$ , le champ dipolaire est constant sur la majeure partie du fil, et décroît rapidement près des extrémités des fils (voir annexe C). De manière générale, les dimensions du réseau sont telles que le réseau de fils peut être considéré infini dans les directions transverses au fil. Pour un réseau infini ayant une symétrie azimutale (réseau hexagonal, carré, amorphe, etc.), les

composantes hors diagonales du tenseur de désaimantation s'annulent et  $N_{\text{int},xx} = N_{\text{int},yy}$ . Le tenseur  $\overleftrightarrow{N}_{\text{int}}(\mathbf{r})$  s'écrit alors

$$\overleftrightarrow{N}_{\text{int}}(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} N_{\text{int},xx}(\mathbf{r}) & 0 & 0 \\ 0 & N_{\text{int},xx}(\mathbf{r}) & 0 \\ 0 & 0 & N_{\text{int},zz}(\mathbf{r}) \end{pmatrix}, \quad (3.22)$$

où  $N_{\text{int},xx}(\mathbf{r})$  et  $N_{\text{int},zz}(\mathbf{r})$  sont donnés par les équations (C.8b) et (C.8a), respectivement. De plus, il est possible de constater, à l'aide des équations (C.8b) et (C.8a), que la trace de l'équation (3.22) est nulle, donc  $2N_{\text{int},xx}(\mathbf{r}) + N_{\text{int},zz}(\mathbf{r}) = 0$ . Ceci implique qu'il est possible de retrouver  $N_{\text{int},xx}(\mathbf{r})$  lorsque  $N_{\text{int},zz}(\mathbf{r})$  est connu, en tenant compte du fait que  $N_{\text{int},xx}(\mathbf{r}) = -N_{\text{int},zz}(\mathbf{r})/2$ . Par conséquent, à partir de ce point, seul le terme  $N_{\text{int},zz}(\mathbf{r})$  sera évalué.

Il est possible de trouver une expression simplifiée pour  $N_{\text{int},zz}(\mathbf{r})$ . Pour cela, on note que le nombre de fils sur la circonférence d'un cercle de rayon  $\rho_j = mD$  centré sur l'origine, où  $m$  est un entier et  $D$  est la distance inter-fils, est donné par  $2\pi mP(D^2/\pi a^2)$  [31], où  $P$  est la porosité de surface et  $2a$  est le diamètre des fils. Ceci nous permet d'écrire l'équation (C.8a) pour  $N_{\text{int},zz}(\mathbf{r})$  plus simplement. Notamment, lorsque nous évaluons l'équation (C.8a) au centre du réseau, en  $\mathbf{r} = 0$ , nous trouvons

$$\frac{N_{\text{int},zz}(\mathbf{r} = 0)}{P} = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{ms}{(m^2 + s^2)^{3/2}}, \quad (3.23)$$

où  $P$  est la porosité de surface et  $s = L/2D$ . L'équation (3.23) correspond à l'équation (18) de Carignan *et al.* [31]. L'équation (3.23) permet de calculer le facteur de désaimantation au milieu du nanofil situé au centre du réseau. Si le FMNWA est uniformément aimanté axialement, le facteur  $N_{\text{int},zz}(\mathbf{r} = 0)$ , multiplié par l'aimantation des fils, correspond au champ dipolaire axial, évalué au centre du nanofil. Ce champ dipolaire est opposé à l'aimantation. Si le FMNWA est uniformément aimanté dans la direction transverse aux fils, le facteur  $N_{\text{int},xx}(\mathbf{r} = 0) = -N_{\text{int},zz}(\mathbf{r} = 0)/2$ , multiplié par l'aimantation des fils, correspond au champ dipolaire transverse aux nanofils, évalué au centre du nanofil. Ce champ dipolaire est dans la même direction que l'aimantation.

L'équation (3.23) nécessite le calcul d'une somme infinie de termes. L'évaluation numérique d'une telle somme n'est pas très pratique d'un point de vue computationnel. Nous pouvons simplifier davantage l'équation (3.23) afin de rendre l'évaluation de  $N_{\text{int},zz}(\mathbf{r} = 0)$  plus directe. D'abord, nous tronquons l'équation (3.23) à  $m = m_{\text{max}}$ . La région de fils correspondante est de rayon  $R = m_{\text{max}}D$ , où  $D$  est la distance inter-fils. La région qui s'étend du rayon  $R$  à l'infini est traitée comme une région homogène continue, tel que proposé par Clime *et al.*



[43]. Une représentation schématique de la subdivision du FMNWA en une région discrète et une région continue est montrée à la figure 3.7.

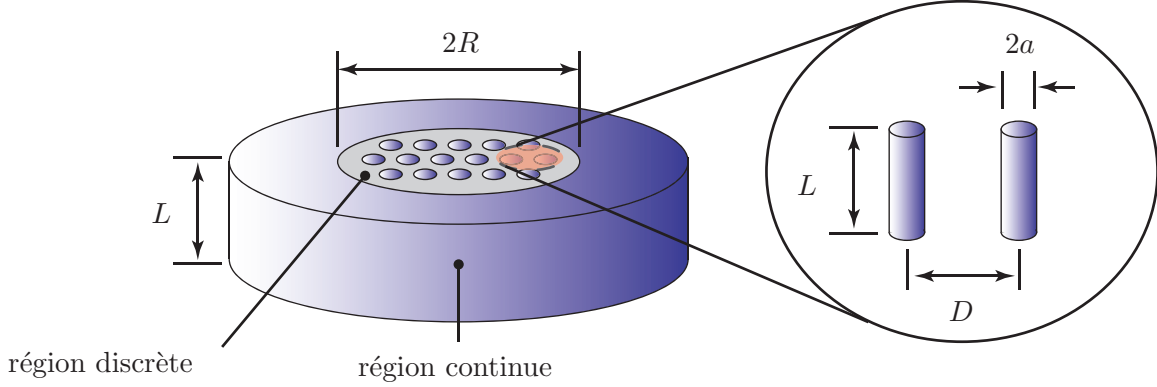


Figure 3.7 Représentation d'un FMNWA, divisé en deux régions : une région de rayon  $R$  contenant un ensemble de fils discrets, et un région continue qui s'étend à l'infini.

La contribution de la région continue est obtenue en intégrant le facteur de désaimantation de l'équation (C.5) en coordonnées cylindriques, sur le volume de la région continue. La contribution de la région continue, évaluée en  $\mathbf{r} = 0$ , s'écrit alors  $P/\sqrt{1 + (m_{\max}/s)^2}$ , où  $s = L/2D$  et  $P$  est la porosité de surface. Si nous additionnons ce terme à l'équation (3.23), tronquée à  $m = m_{\max}$ , nous obtenons

$$\frac{N_{\text{int},zz}(\mathbf{r} = 0)}{P} = \sum_{m=1}^{m_{\max}} \frac{ms}{(m^2 + s^2)^{3/2}} + \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{m_{\max}}{s}\right)^2}}, \quad (3.24)$$

où  $P$  est la porosité de surface et  $s = L/2D$ . Le premier terme du membre de droite de l'équation (3.24) correspond à la région discrète. Le second terme du membre de droite de l'équation (3.24) correspond à la région continue. Ce terme correspond à l'erreur commise lorsque le facteur  $N_{\text{int},zz}(\mathbf{r} = 0)$  est évalué uniquement par le premier terme du membre de droite de l'équation (3.24), correspondant à une somme discrète tronquée à  $m = m_{\max}$ . Désignons le premier terme du membre de droite de l'équation (3.24) par  $\text{DR}_c$  et le second terme du membre de droite de l'équation (3.24) par  $\text{CR}_c$ , où l'indice  $c$  signifie au centre du réseau.

En général, nous ne sommes pas intéressés à la dépendance spatiale du champ dipolaire, mais plutôt à la valeur moyenne du champ dipolaire inter-fils agissant sur les nanofils. En prenant la moyenne axiale du facteur de désaimantation  $N_{\text{int},zz}(\mathbf{r})$ , donné par l'équation (C.8a), nous obtenons



$$N_{\text{int},zz} = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} N_{\text{int},zz}(\mathbf{r}) dz = \frac{a^2}{2L} \sum_{x_j, y_j} \left( \frac{1}{\rho_j} - \frac{1}{\sqrt{\rho_j^2 + L^2}} \right), \quad (3.25)$$

où  $\rho_j = \sqrt{(x - x_j)^2 + (y - y_j)^2}$  correspond à la distance centre-à-centre entre le nanofil  $j$  qui produit le champ dipolaire et le nanofil qui subit le champ dipolaire. La somme est effectuée sur tous les nanofils  $j$  du réseau, à l'exception du fil dont nous désirons évaluer le champ dipolaire. Comme le réseau a été supposé infini dans le plan transverse aux fils, le champ dipolaire inter-fils moyen agissant sur chaque fil du réseau est identique. Nous évaluons donc  $N_{\text{int},zz}(\mathbf{r})$  en  $x = y = 0$  à l'équation (3.25), par simplicité. Il est possible d'obtenir une expression simplifiée pour  $N_{\text{int},zz}$ , si nous utilisons la même procédure utilisée plus haut pour  $N_{\text{int},zz}(\mathbf{r} = 0)$ . Ceci nous permet d'écrire l'équation (3.25) comme

$$\frac{N_{\text{int},zz}}{P} = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\sqrt{m^2 + (2s)^2} - m}{2s\sqrt{m^2 + (2s)^2}}, \quad (3.26)$$

où  $P$  est la porosité de surface et  $s = L/2D$ . L'équation (3.26) nécessite l'évaluation d'une somme infinie de termes. Pour simplifier l'évaluation de l'équation (3.26), nous utilisons une procédure similaire à celle décrite plus haut, pour le facteur de désaimantation  $N_{\text{int},zz}(\mathbf{r} = 0)$ . Nous tronquons la série de l'équation (3.26) à  $m = m_{\text{max}}$ . Ceci correspond à une région de fils discrets de rayon  $R = m_{\text{max}}D$ , où  $D$  est la distance inter-fils. Ensuite, nous traitons la région au-delà du rayon  $R$  comme une région continue. Cette situation est montrée à la figure 3.7. Nous évaluons la contribution de la région continue de manière analogue à celle décrite plus haut. Nous intégrons l'équation (C.5) en coordonnées cylindriques, sur le volume occupé par la contribution continue. Ensuite nous trouvons la moyenne axiale de la contribution continue en intégrant selon  $z$ , de  $-L/2$  à  $L/2$ . Ceci nous donne une contribution pour la région continue de la forme  $P(\sqrt{1 + (m_{\text{max}}/2s)^2} - m_{\text{max}}/2s)$ . Si nous additionnons ce terme à celui de l'équation (3.26), tronquée à  $m = m_{\text{max}}$ , le facteur de désaimantation moyen  $N_{\text{int},zz}$  peut s'écrire

$$\frac{N_{\text{int},zz}}{P} = \sum_{m=1}^{m_{\text{max}}} \frac{\sqrt{m^2 + (2s)^2} - m}{2s\sqrt{m^2 + (2s)^2}} + \sqrt{1 + \left(\frac{m_{\text{max}}}{2s}\right)^2} - \frac{m_{\text{max}}}{2s}, \quad (3.27)$$

où  $P$  est la porosité de surface et  $s = L/2D$ . L'équation (3.27) permet d'évaluer le facteur de désaimantation moyen associé aux interactions dipolaires inter-fils pour un FMNWA uniformément aimanté, infini dans le plan transverse aux fils. Si le FMNWA est uniformément

aimanté axialement, le facteur de désaimantation  $N_{\text{int},zz}$ , multiplié par l'aimantation des fils, correspond au champ dipolaire inter-fils axial moyen que subit chaque fil du réseau. Ce champ dipolaire est opposé à l'aimantation. Si le FMNWA est uniformément aimanté dans la direction transverse au fil, le facteur de désaimantation  $N_{\text{int},xx} = -N_{\text{int},zz}/2$ , multiplié par l'aimantation des fils, correspond au champ dipolaire inter-fils transverse moyen que subit chaque fil du réseau. Ce champ dipolaire est orienté selon la direction de l'aimantation.

Le premier terme du membre de droite de l'équation (3.27) correspond à la contribution de la région discrète. Le second et troisième terme du membre de droite de l'équation (3.27) correspondent à la contribution de la région continue. Ces termes correspondent à l'erreur commise lorsque le facteur de désaimantation  $N_{\text{int},zz}$  est évalué uniquement par le premier terme du membre de droite de l'équation (3.27), correspondant à une somme discrète tronquée à  $m = m_{\text{max}}$ . Désignons le premier terme du membre de droite de l'équation (3.27) par DR et les deux derniers termes du membre de droite de l'équation (3.27) par CR.

Nous pouvons évaluer le champ dipolaire inter-fils moyen  $\mathbf{H}_{\text{int}}$  agissant sur chaque fil du réseau. L'équation (3.21), pour le champ dipolaire inter-fils, devient

$$\mathbf{H}_{\text{int}} = -\overleftrightarrow{\mathbf{N}}_{\text{int}} \cdot \mathbf{M}, \quad (3.28)$$

où  $\mathbf{M}$  est l'aimantation moyenne des fils du réseau et  $\overleftrightarrow{\mathbf{N}}_{\text{int}}$  est le tenseur de désaimantation moyen associé aux interactions dipolaires inter-fils. Ce dernier s'écrit

$$\overleftrightarrow{\mathbf{N}}_{\text{int}} = \begin{pmatrix} N_{\text{int},xx} & 0 & 0 \\ 0 & N_{\text{int},xx} & 0 \\ 0 & 0 & N_{\text{int},zz} \end{pmatrix}, \quad (3.29)$$

où  $N_{\text{int},zz}$  est donné à l'équation (3.27) et  $2N_{\text{int},xx} + N_{\text{int},zz} = 0$ .

L'équation (3.28) permet d'évaluer le champ dipolaire inter-fils moyen agissant sur chaque fil d'un FMNWA infini dans le plan transverse. Le champ dipolaire inter-fils moyen  $\mathbf{H}_{\text{int}}$ , écrit sous la forme d'un produit de  $N_{\text{int},zz}$  et de l'aimantation  $\mathbf{M}$ , nous permet de séparer les contributions géométriques, incluses dans le tenseur  $N_{\text{int},zz}$ , de l'aimantation  $\mathbf{M}$ .

Il est possible d'inclure les facteurs de désaimantation dus à la forme des nanofils aux facteurs de désaimantation dus aux interactions dipolaires inter-fils. En additionnant l'équation (3.8) à l'équation (3.28), on obtient le champ magnétique moyen dû aux interactions dipolaires. Ce dernier s'écrit

$$\mathbf{H}_{\text{dip}} = -\overleftrightarrow{\mathbf{N}}_{\text{dip}} \cdot \mathbf{M}, \quad (3.30)$$

où  $\mathbf{M}$  est l'aimantation moyenne des fils, et le tenseur de désaimantation  $\overleftrightarrow{\mathbf{N}}_{\text{dip}}$  s'écrit

$$\overleftrightarrow{N}_{\text{dip}} = \begin{pmatrix} N_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & N_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & N_{zz} \end{pmatrix}, \quad (3.31)$$

avec  $N_{zz} = N_{\text{sh},zz} + N_{\text{int},zz}$ , où  $N_{\text{sh},zz}$  est donné par l'équation (C.1),  $N_{\text{int},zz}$  est donné par l'équation (3.27) et  $2N_{xx} + N_{zz} = 1$ . L'équation (3.30) permet de calculer le champ total moyen, d'origine dipolaire, agissant sur un nanofil d'un réseau infini de nanofils uniformément aimantés.

La figure 3.8 montre l'effet de la taille des régions discrètes et continues sur le facteur de désaimantation moyen normalisé  $N_{\text{int},zz}/P$ , donné à l'équation (3.27). La contribution de la région discrète, la contribution de la région continue et la contribution totale sont évaluées séparément, en fonction du diamètre normalisé de la région discrète,  $2R/L$ . La contribution de la région discrète est évaluée à l'aide du premier terme du membre de droite de l'équation (3.27). La contribution de la région continue est calculée à l'aide des deux derniers termes de l'équation (3.27). La contribution totale, incluant la région discrète et continue, est obtenue à l'aide de l'équation (3.27). Nous avons évalué les courbes en posant  $L/2D = 1$ . Cependant, nous obtenons des conclusions similaires pour d'autres valeurs de  $L/2D$ .

Il est possible de voir, à la figure 3.8, que la contribution de la région discrète augmente de manière monotone avec le diamètre normalisé  $2R/L$  de la région discrète, et tend éventuellement vers celle de la contribution totale. À l'inverse, la contribution de la région continue diminue de manière monotone avec le diamètre normalisé  $2R/L$  de la région discrète, et tend éventuellement vers zéro lorsque  $2R/L$  tend vers l'infini. Nous observons qu'à partir d'un diamètre normalisé  $2R/L \simeq 50$ , la différence entre la contribution de la région discrète et la contribution totale est moins de 1%. Pour des faibles diamètres  $2R/L$  de la région discrète, la contribution totale augmente de manière monotone par rapport aux valeurs lorsque  $2R/L$  tend vers l'infini. Pour des faibles valeurs de  $2R/L$ , la région continue est surévaluée dans le calcul du facteur de désaimantation.

La figure 3.9 montre un diagramme contour du facteur de désaimantation total,  $N_{zz}$ , incluant les interactions dipolaires inter-fils et celles provenant de la forme des fils, d'un FMNWA d'extension infinie dans le plan transverse aux fils. Le facteur  $N_{zz}$  est montré en fonction de la longueur normalisée  $L/2D$  et du rapport de forme  $L/2a$ , sur une échelle logarithmique. La longueur des fils est gardée constante à 100 nm. Le facteur de désaimantation  $N_{zz}$  est donné par  $N_{zz} = N_{\text{sh},zz} + N_{\text{int},zz}$ , où  $N_{\text{sh},zz}$  est calculé à l'aide de l'équation (C.1) et  $N_{\text{int},zz}$  est obtenu à l'aide de l'équation (3.27). Les lignes continues correspondent à des courbes de niveau où  $N_{zz}$  est constant. Les lignes tiretées indiquent les valeurs de distances inter-fils  $D$  multiples du rayon des fils  $a$ . Dans le cas d'un FMNWA axialement aimanté et

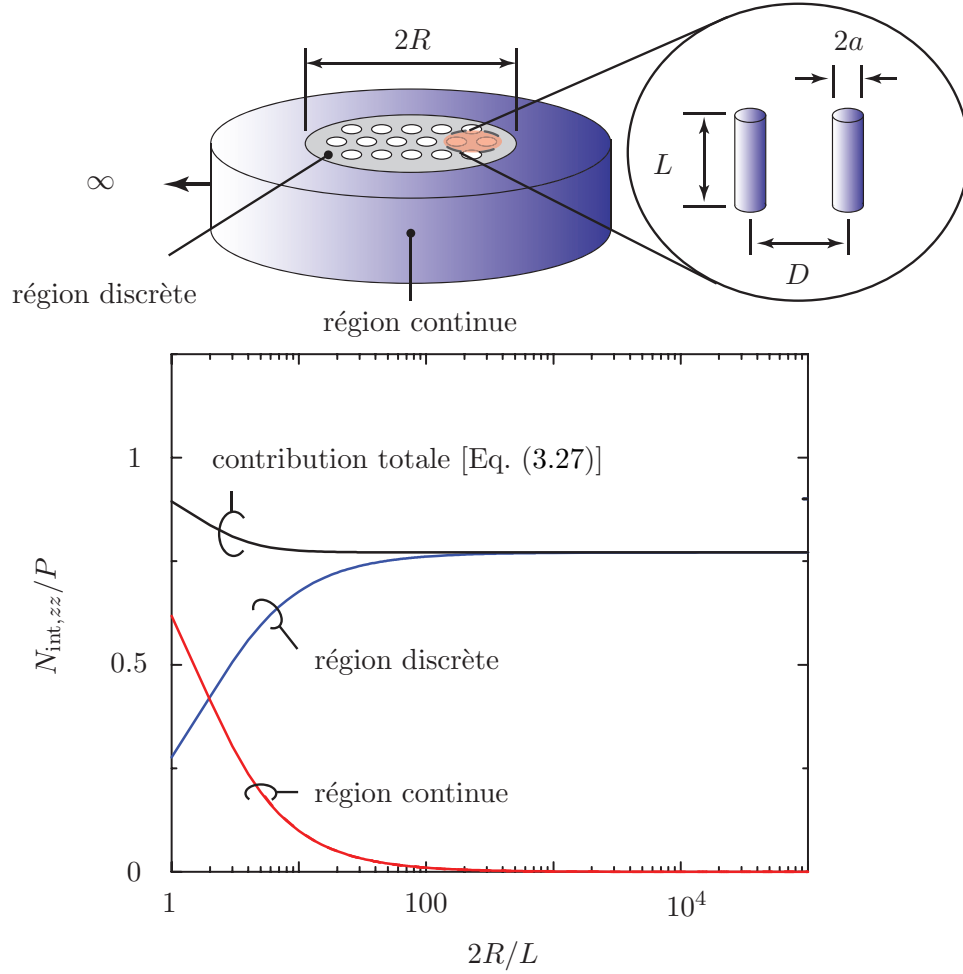


Figure 3.8 Effet de la taille de la région discrète sur le facteur de désaimantation normalisé  $N_{\text{int},zz}/P$ . La contribution de la région discrète est calculée à l'aide du premier terme de l'équation (3.27). La contribution de la région continue est calculée à l'aide des deux derniers termes de l'équation (3.27). L'équation (3.27) est utilisée pour calculer la contribution totale (région discrète et région continue). Nous avons arbitrairement choisi  $L/2D = 1$ .

infini dans la direction transverse aux fils, nous rappelons que le facteur  $N_{zz}$ , multiplié par l'aimantation des fils, correspond à l'amplitude du champ dipolaire axial moyen que subit chaque fil du réseau.

La diagonale de la figure 3.9 correspond au cas où les fils sont en contact les uns avec les autres. Le coin inférieur droit de la figure 3.9 correspond à une situation où des disques amincis sont en contact les uns avec les autres. Dans ce cas, le facteur de désaimantation est environ 0.97. On rappelle que le facteur de désaimantation  $N_{zz}$  d'une couche infiniment mince est égal à 1. Ici, les interstices entre les disques réduisent le facteur de désaimantation par rapport à celui d'une couche mince continue. Le coin inférieur gauche de la figure 3.9 correspond à une situation où les fils sont allongés et faiblement couplés via les interactions

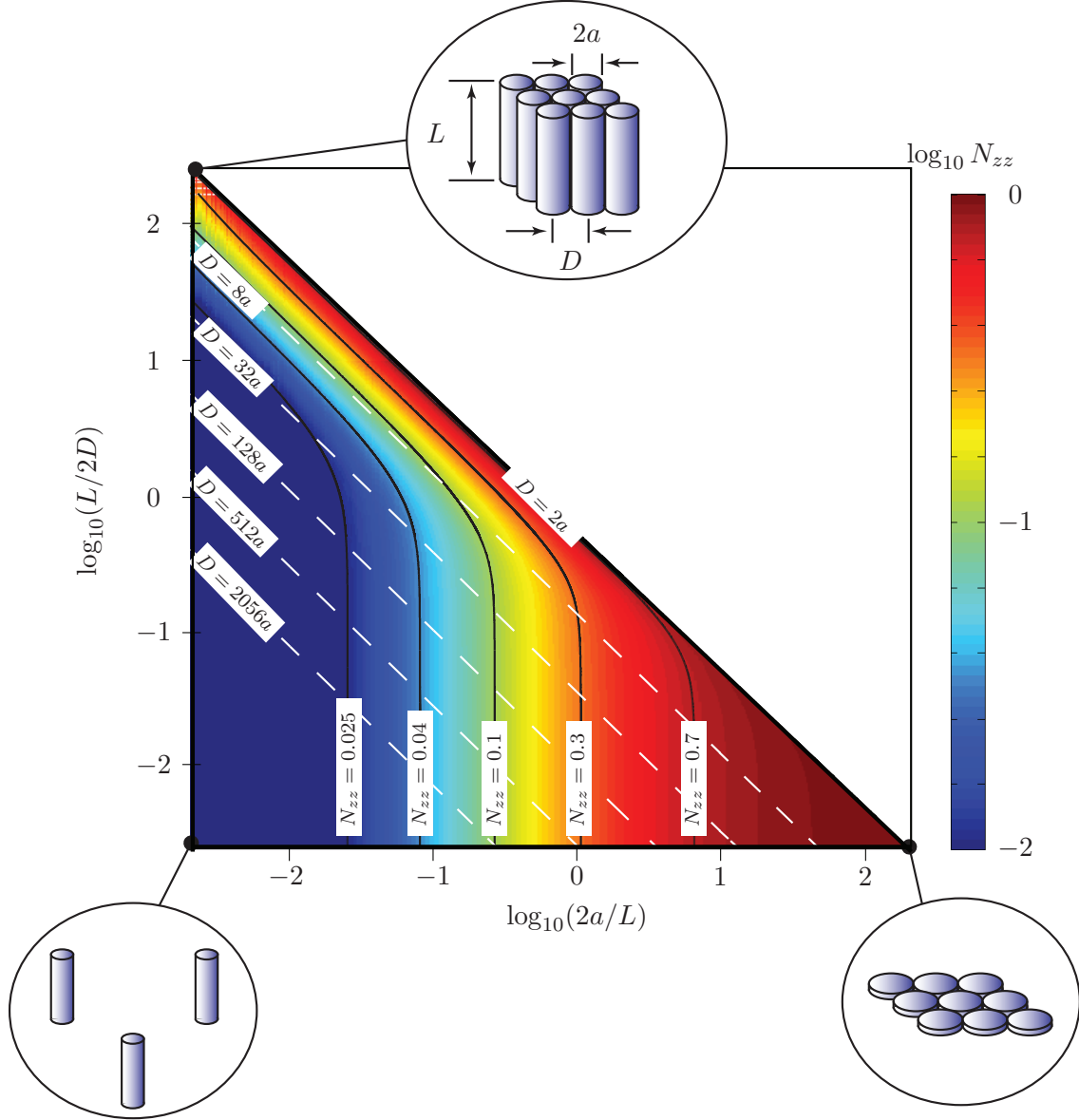


Figure 3.9 Diagramme contour du facteur de désaimantation  $N_{zz}$  d'un réseau de nanofils infini dans le plan transverse aux fils, en fonction de la longueur normalisée  $L/2D$  et du rapport de forme  $L/2a$ , sur une échelle logarithmique. La diagonale correspond au cas où les fils sont en contact les uns avec les autres ( $D = 2a$ ). L'équation (3.27) a été utilisée pour le calcul de  $N_{zz}$ , où  $L$  a été fixé à 100 nm. Les lignes noires continues correspondent à  $N_{zz} = 0.7$ , 0.3, 0.1, 0.04 et 0.025, respectivement. Les lignes blanches tiretées correspondent à  $D = 8a$ ,  $32a$ ,  $128a$ ,  $512a$ , et  $2056a$ , respectivement.

dipolaires inter-fils. Le facteur de désaimantation tend vers celui d'un cylindre isolé. Le facteur de désaimantation  $N_{zz}$  d'un cylindre isolé infiniment long est nul. Le coin supérieur gauche correspond à une situation où des fils allongés sont en contact les uns avec les autres. Le

facteur de désaimantation axial varie aux alentours de 0.8. Il convient de mentionner que le facteur de désaimantation  $N_{zz}$  des FMNWA à l'étude ici varie aux alentours de 0.1 à 0.3.

La figure 3.10 montre la comparaison entre le facteur de désaimantation normalisé évalué au centre du fil,  $N_{\text{int},zz}(\mathbf{r} = 0)/P$ , et le facteur de désaimantation moyen normalisé,  $N_{\text{int},zz}/P$ , en fonction de la longueur normalisée des fils  $L/2D$ , sur une échelle logarithmique, pour un FMNWA d'étendue infinie dans le plan transverse aux fils. Le facteur de désaimantation  $N_{\text{int},zz}(\mathbf{r} = 0)/P$  (ligne tiretée) est évalué à l'aide de l'équation (3.24). Le facteur de désaimantation  $N_{\text{int},zz}/P$  (ligne continue) est calculé à l'aide de l'équation (3.27). Le diamètre des fils est de 40 nm, la distance inter-fils est de 110 nm, et le rayon normalisé de la région discrète de fils est  $R/D = 2 \times 10^5$  (voir figure 3.7 pour la définition de  $R$ ).

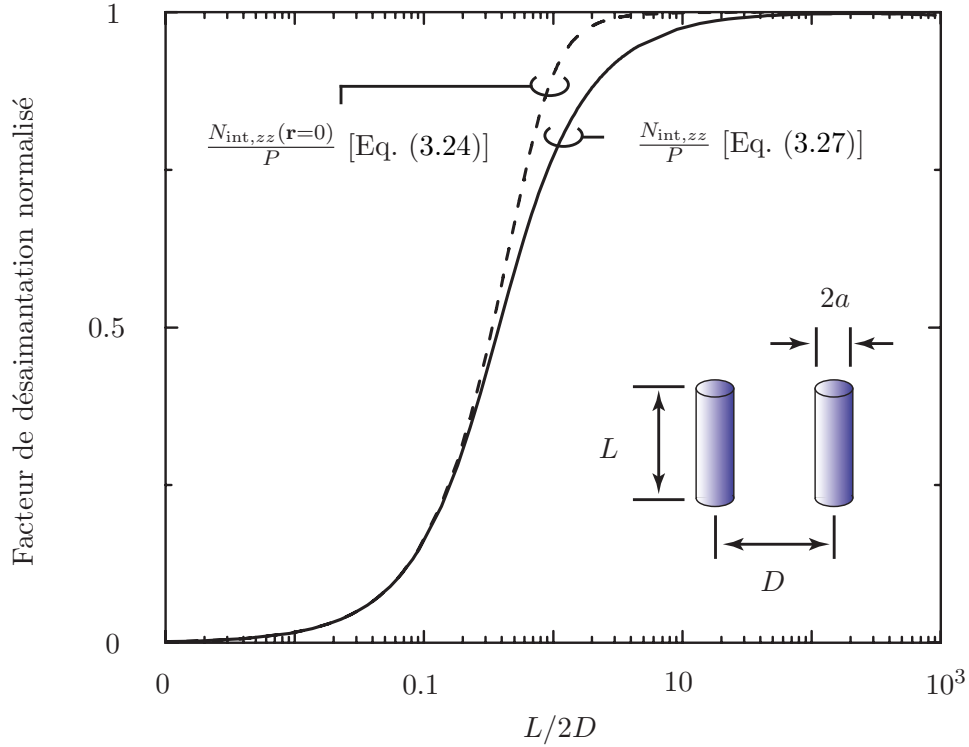


Figure 3.10 Facteurs de désaimantation normalisés  $N_{\text{int},zz}/P$  et  $N_{\text{int},zz}(\mathbf{r} = 0)/P$ , calculés à l'aide des équations (3.27) (ligne continue) et (3.24) (ligne tiretée), respectivement. Pour le calcul, nous avons choisi  $2a = 40$  nm,  $D = 110$  nm et  $R/D = 2 \times 10^5$ .

La figure 3.10 montre que le facteur de désaimantation  $N_{\text{int},zz}(\mathbf{r} = 0)/P$ , évalué au centre des nanofils, donne des résultats similaires au facteur de désaimantation moyen  $N_{\text{int},zz}/P$ , sauf dans la région de transition, où  $L \simeq 2D$ . Pour un FMNWA d'étendue infinie dans le plan transverse, le champ dipolaire inter-fils est généralement maximal au centre des fils, et décroît aux extrémités du fil (voir figure C.1). Pour des fils très courts ou très longs, le champ dipolaire inter-fils axial est relativement uniforme sur la majeure partie du fil. Dans ce cas,

$N_{\text{int},zz}(\mathbf{r} = 0)/P$  et  $N_{\text{int},zz}/P$  donnent des résultats similaires. Pour des valeurs de longueur normalisée telles que  $L \simeq 2D$ , le champ dipolaire inter-fils est non-uniforme le long de l'axe des fils. À ce moment, le facteur de désaimantation  $N_{\text{int},zz}(\mathbf{r} = 0)/P$ , évalué au centre du fil, est supérieur au facteur de désaimantation moyen  $N_{\text{int},zz}/P$ .

Nous constatons également, à la figure 3.10, que  $N_{\text{int},zz}/P$  tend vers 1 lorsque  $L \gg 2D$ . Dans la littérature, ce régime est généralement décrit comme le régime monopolaire.

Ensuite, notre modèle d'interactions dipolaires a été comparé aux autres modèles de la littérature. Afin d'éviter d'alourdir le texte, la comparaison détaillée de notre modèle aux autres modèles de la littérature est présentée à l'annexe E. De manière générale, nous observons un désaccord de l'ordre de 1 à 2% entre notre modèle et les autres modèles de la littérature. Un désaccord de l'ordre de 5% est observé entre notre modèle et celui de Masuda *et al.* [121], obtenu en utilisant une approche dans l'espace réciproque, lorsque la porosité de surface est très importante. Ceci est attribué à notre choix initial de subdiviser les FMNWAs en une chaîne linéaire de dipôles infiniment minces. Lorsque la porosité de surface est telle que les fils sont essentiellement en contact les uns avec les autres, l'hypothèse de départ qui consiste à traiter les nanofils comme une chaîne de disques infiniment minces est de moins en moins valide.

Un écart maximal de l'ordre de 3% est observé entre notre modèle et celui de Beleggia *et al.* [13], lorsque  $L \simeq 2D$ . Beleggia *et al.* ont établi un formalisme permettant de calculer les facteurs de désaimantation de particules de forme arbitraire, à l'aide d'une approche dans l'espace de Fourier. L'écart maximal, observé lorsque  $L \simeq 2D$ , correspond à la région de transition, où les champs dipolaires inter-fils sont les moins uniformes axialement (voir figure C.1(b) par exemple).

Tartakovskaya *et al.* ont calculé les composantes du tenseur de désaimantation inter-fils en intégrant le potentiel magnétique sur le volume des fils [173]. Un écart maximal de 6% a été observé entre notre modèle et celui de Tartakovskaya *et al.*, pour des valeurs de porosité les plus grandes (43%). Tel que mentionné ci-dessus, lorsque la porosité de surface est importante, l'hypothèse de départ qui consiste à traiter les nanofils comme une chaîne de disques infiniment minces est de moins en moins valide.

Notre modèle a ensuite été comparé à celui de Clime *et al.* [43]. Clime *et al.* ont calculé les champs dipolaires inter-fils à l'aide de simulations micromagnétiques, puis ont proposé une équation permettant de calculer les interactions dipolaires inter-fils, basé sur une paramétrisation des simulations numériques. Un accord entre les deux approches est observé pour des valeurs de  $L/2D$  de l'ordre de 15 ou moins. Un désaccord est observé pour des grandes valeurs de  $L/2D$ . Cependant, lorsque nous utilisons l'équation de la région continue de Clime *et al.*, nous retrouvons les résultats de ces derniers.



Notre modèle est plus complexe que les approches de type champ moyen [56],[161], mais plus simple à dériver que les approches dans l'espace de Fourier [13],[121]. De plus, notre modèle permet de calculer les champs dipolaires partout à l'intérieur du réseau, et nécessite peu de temps de calcul (quelques secondes à quelques minutes). Donc en résumé, notre modèle de champ d'interaction dipolaire demeure relativement simple à dériver, sans toutefois sacrifier la précision du calcul des champs dipolaires inter-fils.

### 3.3.3 Énergies magnétiques

Considérons maintenant la possibilité d'avoir deux populations de fils, une situation représentée à la figure 3.5. L'énergie Zeeman d'un fil uniformément aimanté par un champ magnétique externe statique est donnée par l'équation (3.10). Il est possible de généraliser l'équation (3.10) au cas de deux sous-populations de nanofils uniformément aimantés, en réécrivant l'énergie Zeeman en une somme pondérée de l'énergie Zeeman de chaque sous-population. Ce faisant, l'énergie Zeeman totale s'écrit

$$u_{Zee} = -\mu_0 \sum_{i=1}^2 f_i \mathbf{M}_i \cdot \mathbf{H}_{\text{ext}}, \quad (3.32)$$

où  $\mathbf{M}_i$  est l'aimantation des fils de la population  $i$ , donnée par l'équation (3.18), et  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$  est le champ magnétique externe statique, donné par l'équation (3.19). Le terme  $f_i$ , représentant la fraction de fils ayant une aimantation  $\mathbf{M}_i$ , provient du fait que l'énergie Zeeman  $U_{Zee}$  est divisée par le volume total magnétique  $\pi a^2 L \mathcal{N}$  où  $a$  est le rayon des fils,  $L$  est la longueur des fils,  $\mathcal{N}$  est le nombre total de fils dans le réseau, pour obtenir la densité d'énergie Zeeman  $u_{Zee}$ .

Considérons maintenant l'énergie dipolaire. Nous supposons que les fils des deux populations sont aléatoirement distribués dans le réseau. En suivant la procédure détaillée plus haut mais adaptée à deux populations de fils, il est possible d'obtenir le champ dipolaire total moyen agissant sur une population de fils. Ce champ s'écrit

$$\mathbf{H}_{\text{dip},i} = -\overleftrightarrow{\mathbf{N}}_{\text{dip},i} \cdot \mathbf{M}_i - \overleftrightarrow{\mathbf{N}}_{\text{int},j} \cdot \mathbf{M}_j, \quad (3.33)$$

où  $j = 1$  si  $i = 2$  et  $j = 2$  si  $i = 1$ ,  $\mathbf{M}_i$  est l'aimantation moyenne des fils de la population  $i$  et  $\mathbf{M}_j$  est l'aimantation moyenne des fils de la population  $j$ . Le tenseur de désaimantation  $\overleftrightarrow{\mathbf{N}}_{\text{dip},i}$  correspond à l'interaction dipolaire due à la forme des fils et l'interaction dipolaire inter-fils de la population  $i$  sur elle-même. Il est donné par l'équation (3.31), adapté à la population  $i$ , de porosité de surface  $P_i$ . Le tenseur de désaimantation  $\overleftrightarrow{\mathbf{N}}_{\text{int},j}$  correspond à l'interaction dipolaire inter-fils de la population  $j$  sur la population  $i$ . Il est donné par l'équation (3.27),

adapté à la population  $j$ , de porosité de surface  $P_j$ . L'énergie d'origine dipolaire pour la population 1 s'écrit

$$u_{\text{dip},1} = \frac{\mu_0}{2} \mathbf{M}_1 \cdot \left( \overleftrightarrow{\mathbf{N}}_{\text{dip},1} \cdot \mathbf{M}_1 \right) + \mu_0 \mathbf{M}_1 \cdot \left( \overleftrightarrow{\mathbf{N}}_{\text{int},2} \cdot \mathbf{M}_2 \right), \quad (3.34)$$

et l'énergie dipolaire pour la population 2 s'écrit

$$u_{\text{dip},2} = \frac{\mu_0}{2} \mathbf{M}_2 \cdot \left( \overleftrightarrow{\mathbf{N}}_{\text{dip},2} \cdot \mathbf{M}_2 \right) + \mu_0 \mathbf{M}_2 \cdot \left( \overleftrightarrow{\mathbf{N}}_{\text{int},1} \cdot \mathbf{M}_1 \right), \quad (3.35)$$

de sorte que l'énergie dipolaire totale s'écrit

$$u_{\text{dip}} = \frac{\mu_0}{2} \sum_{i=1}^2 f_i \mathbf{M}_i \cdot \left( \overleftrightarrow{\mathbf{N}}_{\text{dip},i} \cdot \mathbf{M}_i \right) + \frac{\mu_0}{2} \sum_{i=1}^2 f_i \mathbf{M}_i \cdot \left( \overleftrightarrow{\mathbf{N}}_{\text{int},j} \cdot \mathbf{M}_j \right), \quad (3.36)$$

où  $j = 2$  si  $i = 1$  et  $j = 1$  si  $i = 2$ . Le second terme de l'équation (3.36) a été divisé par deux pour tenir compte du fait que l'énergie du champ dipolaire agissant sur la population 1 par la population 2 est la même que celle agissant sur la population 2 par la population 1. Les termes  $f_i$ , donnant la fraction des fils ayant une aimantation  $\mathbf{M}_i$ , proviennent du fait que l'énergie magnétique dipolaire  $U_{\text{dip}}$  est divisée par le volume total magnétique  $\pi a^2 L \mathcal{N}$ , où  $a$  est le rayon des fils,  $L$  est la longueur des fils et  $\mathcal{N}$  est le nombre total de fils dans le réseau, pour obtenir la densité d'énergie dipolaire  $u_{\text{dip}}$ .

Tel que mentionné plus haut, nous regroupons les anisotropies autres que celles dues aux interactions dipolaires dans un terme d'anisotropie uniaxiale  $u_{\text{uni}}$  [ $\text{J m}^{-3}$ ]. Nous écrivons l'anisotropie uniaxiale comme

$$u_{\text{uni}} = - \sum_{i=1}^2 f_i K_i \cos^2 \theta_i, \quad (3.37)$$

où  $K_i$  [ $\text{J m}^{-3}$ ] est la constante d'anisotropie associée à la population  $i$ ,  $f_i$  est la fraction des fils d'aimantation  $\mathbf{M}_i$  et  $\theta_i$  est l'angle de l'aimantation des fils de la population  $i$  par rapport à l'axe des fils. Nous supposons que les constantes  $K_i$  ne dépendent pas de  $f_i$ . Le signe  $(-)$  est introduit à l'équation (3.37) afin de s'assurer que, selon notre convention, l'énergie est minimale lorsque  $\theta_M = 0$  et  $K_i > 0$ . Si l'on admet que l'anisotropie uniaxiale additionnelle provient des fils individuels et non pas de l'effet du réseau, il est raisonnable de supposer que la constante d'anisotropie uniaxiale soit la même pour les deux populations de fils. Nous posons alors  $K_1 = K_2 = K$ , où  $K$  est la constante d'anisotropie uniaxiale des fils.

### 3.3.4 Courbes d'hystérésis

#### Réseau de nanofils aimanté axialement

Considérons un réseau de nanofils ferromagnétiques aimanté axialement par un champ magnétique externe statique  $\mathbf{H}_{\text{ext}} = H_{\text{ext}}\hat{\mathbf{z}}$ , et d'étendue infinie dans le plan transverse aux fils. Ceci est représenté schématiquement à la figure 3.5. Nous ferons l'hypothèse que le réseau de nanofils peut être subdivisé en deux sous-réseaux de fils uniformément distribués, ayant une aimantation  $\mathbf{M}_1 = M_s\hat{\mathbf{z}}$  et  $\mathbf{M}_2 = -M_s\hat{\mathbf{z}}$ , et de fraction relative  $f_1$  et  $f_2$ , avec la condition  $f_1 + f_2 = 1$  respectée. Ce choix est motivé notamment par l'observation de deux populations de fils ayant une aimantation antiparallèle, par microscopie à force magnétique (voir figure 3.4).

Nous admettons que les fils du réseau ont une anisotropie uniaxiale, de constante  $K$ , donnant lieu à un comportement bistable en fonction du champ total, incluant le champ externe statique et les champs dipolaires de forme et inter-fils. Nous supposons que la coercivité des fils individuels est donnée par le champ d'anisotropie uniaxiale  $H_K$ , où  $H_K$  est donné par

$$H_K = \frac{2K}{\mu_0 M_s}, \quad (3.38)$$

où  $K$  est la constante d'anisotropie uniaxiale des fils,  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H m}^{-1}$  est la perméabilité du vide et  $M_s$  est l'aimantation à saturation des fils [voir équation (4.17) du chapitre 4 pour la dérivation du champ d'anisotropie uniaxiale à partir de la densité d'énergie magnétique associée à l'anisotropie uniaxiale]. Lorsque le champ total est supérieur au champ d'anisotropie  $H_K$  d'un fil, nous considérons que ce fil peut renverser son état d'aimantation de  $M_s\hat{\mathbf{z}}$  à  $-M_s\hat{\mathbf{z}}$  ou de  $-M_s\hat{\mathbf{z}}$  à  $M_s\hat{\mathbf{z}}$ . Les fluctuations spatiales du champ total font en sorte que tous les fils ne s'inversent pas à la même valeur ; certains fils peuvent s'inverser avant d'autres, suivant la valeur du champ total.

Considérons la branche droite de la courbe d'hystérésis majeure, partant de la saturation négative vers la saturation positive. À la saturation négative, tous les fils sont dans l'état  $\mathbf{M}_2 = -M_s\hat{\mathbf{z}}$  ( $f_2 = 1$ ). Augmentons maintenant l'amplitude du champ magnétique externe statique de manière à balayer la courbe d'hystérésis majeure. En un certain point de la courbe majeure, sous la saturation, il peut y avoir des fils d'aimantation  $\mathbf{M}_1 = M_s\hat{\mathbf{z}}$ , en proportion  $f_1$ , et des fils d'aimantation  $\mathbf{M}_2 = -M_s\hat{\mathbf{z}}$ , en proportion  $f_2$ . Nous nous intéressons aux fils de la population 2, dont l'état d'aimantation peut s'inverser sous l'effet du champ magnétique externe statique et des interactions dipolaires. Les interactions dipolaires de forme et inter-fils de la population 2 génèrent un champ dipolaire axial dans la direction  $\hat{\mathbf{z}}$ , opposé à  $\mathbf{M}_2$ , alors que les interactions dipolaires inter-fils de la population 1 génèrent un champ axial dans la direction  $-\hat{\mathbf{z}}$ , colinéaire à  $\mathbf{M}_2$ . En un certain point donné de la courbe d'hystérésis majeure,

le champ total exercé sur les fils peut être supérieur au champ d'anisotropie  $H_K$  de certains fils de la population 2, et ainsi occasionner un renversement de l'aimantation de ces fils. Pour un champ magnétique externe statique  $H_{\text{ext}}$  donné, la condition de renversement de ces fils s'écrit

$$H_{\text{ext}} - N_{\text{int},zz}M_s f_1 + N_{\text{int},zz}M_s f_2 + N_{\text{sh},zz}M_s = H_K, \quad (3.39)$$

où  $M_s$  est l'aimantation à saturation des fils,  $N_{\text{int},zz}$  est le facteur de désaimantation dû aux interactions dipolaires,  $N_{\text{sh},zz}$  est le facteur de désaimantation dû à la forme des fils,  $H_{\text{ext}}$  est le champ externe statique, et  $H_K$  est le champ d'anisotropie uniaxiale. L'équation (3.39) donne la contribution des champs effectifs axiaux agissant sur certains fils de la population 1, au moment de l'inversion de leur état d'aimantation. Le premier terme du membre de gauche correspond au champ externe statique, le second terme est le champ dipolaire inter-fils produit par la population 1, le troisième terme est le champ dipolaire inter-fils produit par la population 2, le quatrième terme est le champ dipolaire de forme des fils de la population 2, et  $H_K = 2K/\mu_0 M_s$  est le champ d'anisotropie uniaxiale. En un champ  $H_{\text{ext}} + \delta H_{\text{ext}}$ , où  $\delta H_{\text{ext}}$  est un incrément de champ externe, un nombre additionnel de fils de la population 2 inversent leur état d'aimantation. Alors, la fraction  $f_1$  devient  $f_1 + \delta f$ , où  $\delta f$  est la fraction infinitésimale de fils ayant subi un renversement de leur aimantation,  $f_2$  devient  $f_2 - \delta f$ , et la variation d'aimantation associée à ce renversement est  $\delta M = 2M_s \delta f$ . La condition de renversement de certains fils de la population 2, pour un champ  $H_{\text{ext}} + \delta H_{\text{ext}}$ , s'écrit

$$H_{\text{ext}} + \delta H_{\text{ext}} - N_{\text{int},zz}M_s(f_1 + \delta f) + N_{\text{int},zz}M_s(f_2 - \delta f) + N_{\text{sh},zz}M_s = H_K. \quad (3.40)$$

Si l'on soustrait l'équation (3.39) de l'équation (3.40), on obtient  $\delta H_{\text{ext}} = (2\delta f M_s)N_{\text{int},zz} = \delta M N_{\text{int},zz}$ , ou bien encore

$$\frac{\delta M}{\delta H_{\text{ext}}} = \frac{1}{N_{\text{int},zz}}. \quad (3.41)$$

L'équation (3.41) indique que la variation d'aimantation par rapport à la variation de champ magnétique externe est inversement proportionnelle au facteur de désaimantation dû aux interactions dipolaires inter-fils. Plus il y a de fils dans l'état d'aimantation  $\hat{\mathbf{z}}$ , et plus il faut appliquer un champ externe important pour inverser l'état d'aimantation des fils d'aimantation  $-\hat{\mathbf{z}}$ , car les fils d'aimantation  $\hat{\mathbf{z}}$  génèrent un champ dipolaire opposé aux fils d'aimantation  $\hat{\mathbf{z}}$  et colinéaire aux fils d'aimantation  $-\hat{\mathbf{z}}$ .

Si l'on isole le terme  $f_1 - f_2$  de l'équation (3.39), on obtient

$$f_1 - f_2 = \frac{H_{\text{ext}} - H_K + N_{\text{sh},zz}M_s}{M_s N_{\text{int},zz}}. \quad (3.42)$$

La différence entre  $f_1$  et  $f_2$ , multipliée par  $M_s$ , correspond à l'aimantation moyenne du FMNWA axialement aimanté, soumis à un champ magnétique externe statique  $H_{\text{ext}}$ . L'équation (3.42) correspond à la branche droite de la courbe d'hystérésis axiale majeure normalisée, partant de la saturation négative, où  $f_2 = 1$ , vers la saturation positive, où  $f_1 = 1$ .

On peut répéter la procédure décrite plus haut, pour la branche gauche de la courbe d'hystérésis majeure, allant de la saturation positive, où  $f_1 = 1$ , à la saturation négative, où  $f_2 = 1$ . On trouverait alors les conditions pour lesquelles certains fils de la population 1, d'aimantation  $\mathbf{M}_1 = M_s \hat{\mathbf{z}}$ , inversent leur état d'aimantation. Si l'on répète la procédure ci-dessus, mais adaptée à la branche gauche de la courbe d'hystérésis, on obtient

$$f_1 - f_2 = \frac{H_{\text{ext}} + H_K - N_{\text{sh},zz}M_s}{M_s N_{\text{int},zz}}. \quad (3.43)$$

L'équation (3.43) correspond à la branche gauche de la courbe d'hystérésis axiale majeure normalisée. On peut combiner les équations (3.42) et (3.43) en une seule équation, ce qui donne

$$f_1 - f_2 = \frac{H_{\text{ext}} \pm H_c}{M_s N_{\text{int},zz}}, \quad (3.44)$$

où le signe  $+$  correspond à la branche gauche de la courbe d'hystérésis, le signe  $-$  correspond à la branche droite de la courbe d'hystérésis,  $H_{\text{ext}}$  est le champ externe statique,  $M_s$  l'aimantation à saturation des fils,  $N_{\text{int},zz}$  le facteur de désaimantation moyen dû à l'interaction dipolaire inter-fils, donné par l'équation (3.27). La coercivité  $H_c$  est donnée par

$$H_c = \frac{2K}{\mu_0 M_s} - N_{\text{sh},zz}M_s, \quad (3.45)$$

où  $K$  est la constante d'anisotropie additionnelle, et  $N_{\text{sh},zz}$  est le facteur de désaimantation dû à la forme des fils, donné par l'équation (C.1). L'équation (3.44) n'est valide que si  $N_{\text{sh},zz}$  est de suffisamment faible amplitude pour que  $2K/\mu_0 M_s > N_{\text{sh},zz}M_s$ . Si  $N_{\text{sh},zz}$  est trop important, par exemple dans le cas où les nanofils ont un faible rapport de forme, l'aimantation intra-fil peut être non-uniforme, et alors la condition de bistabilité ne tiendrait plus.

L'équation (3.44) prédit une courbe d'hystérésis linéaire avec le champ externe statique  $H_{\text{ext}}$ , comme le montre la figure 3.11. Pour plus de clarté, seule la branche gauche de la courbe d'hystérésis, partant de la saturation positive vers la saturation négative, est montrée. La susceptibilité apparente normalisée est  $\chi_{\parallel} = 1/M_s N_{\text{int},zz}$  et le champ de saturation est  $H_{\text{sat}} = M_s N_{\text{int},zz} \pm H_c$ , selon que l'on considère la branche droite (signe  $+$ ) ou gauche (signe  $-$ )

de la courbe d'hystérésis. La courbe d'hystérésis axiale montrée à la figure 3.11 est similaire aux courbes d'hystérésis expérimentales axiales, comme nous le verrons au chapitre 6.2. Nous constatons que la susceptibilité apparente axiale normalisée est inversement proportionnelle aux interactions dipolaires inter-fils. Ceci s'explique par le fait que les interactions dipolaires inter-fils s'opposent à l'aimantation des fils de la population majoritaire, et que l'on doit vaincre l'interaction dipolaire inter-fils avant d'atteindre la saturation. En régime monopolaire, lorsque  $L \gg D$  et  $L \gg a$ , il a été vu plus haut que  $N_{\text{int},zz} \rightarrow P$ . Ceci implique que plus la porosité est élevée, et plus les interactions dipolaires inter-fils sont importantes, et donc plus  $\chi_{\parallel}$  est réduite. Le fait que  $\chi_{\parallel}$  soit inversement proportionnelle à  $P$  est consistant avec les mesures de magnétométrie quasi-statique de Sellmyer *et al.* [157].

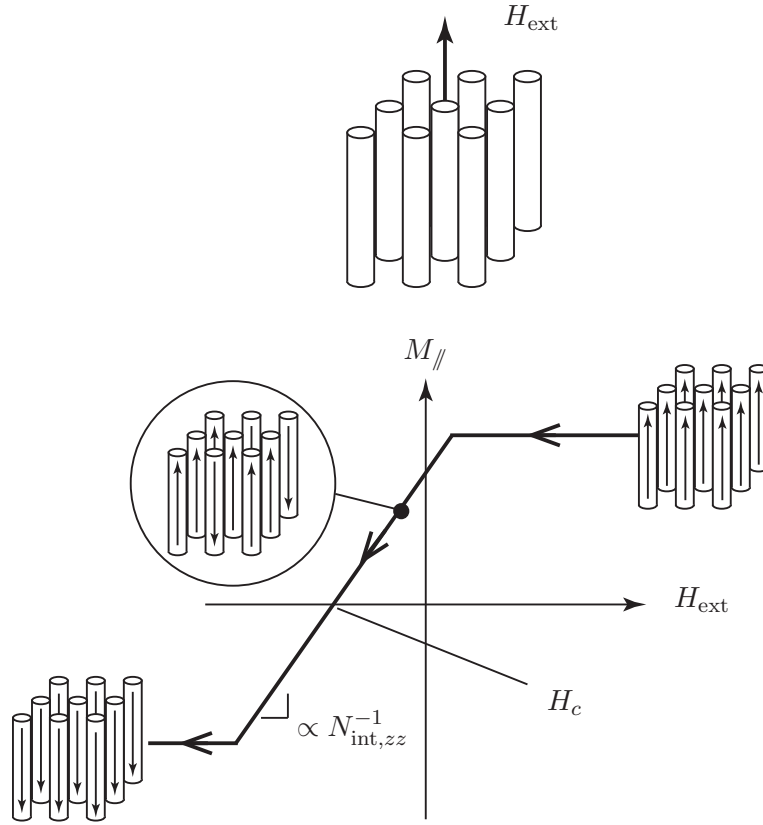


Figure 3.11 Courbe d'hystérésis axiale d'un réseau de nanofils selon l'équation (3.44). Pour plus de clarté, seule la branche gauche, partant de la saturation positive vers la saturation négative, est montrée.

### Réseau de nanofils aimanté transversalement

Considérons le réseau de nanofils ferromagnétiques représenté schématiquement à la figure 3.5, dans le cas où le réseau est aimanté transversalement. Le champ magnétique externe

statique s'écrit  $\mathbf{H}_{\text{ext}} = H_{\text{ext}}\hat{\mathbf{x}}$ . Nous ferons l'hypothèse que le réseau de nanofils peut être subdivisé en deux sous-réseaux de fils ayant une aimantation  $\mathbf{M}_1 = M_s(\sin\theta_M\hat{\mathbf{x}} + \cos\theta_M\hat{\mathbf{z}})$  et  $\mathbf{M}_2 = M_s(\sin\theta_M\hat{\mathbf{x}} - \cos\theta_M\hat{\mathbf{z}})$ , et de fraction relative égale ( $f_1 = f_2 = 0.5$ ). Ce choix est motivé par le fait que la composante de l'aimantation moyenne transverse au champ (parallèle aux fils) mesurée par magnétométrie quasi-statique est nulle pour toute valeur de champ externe [32] et la composante de l'aimantation moyenne parallèle au champ (transverse aux fils) est essentiellement linéaire avec le champ, et présente une faible rémanence. De plus, Boucher *et al.* ont démontré expérimentalement qu'un tel modèle rendait bien compte de la réponse hyperfréquence de nanofils aimantés transversalement au-dessus et en-dessous de la saturation [20].

L'énergie magnétique totale du système est obtenue en sommant la contribution Zeeman, dipolaire et uniaxiale, données par les équations (3.32), (3.36) et (3.37), respectivement. De plus, nous utilisons le fait que  $\mathbf{M}_{1,2} = M_s(\sin\theta_M\hat{\mathbf{x}} \pm \cos\theta_M\hat{\mathbf{z}})$  et  $\mathbf{H}_{\text{ext}} = H_{\text{ext}}\hat{\mathbf{x}}$ . Aussi, puisque  $f_1 = f_2 = 0.5$ , nous avons  $N_{\text{int},xx,1} = N_{\text{int},xx,2} = N_{\text{int},xx}/2$  et  $N_{\text{int},zz,1} = N_{\text{int},zz,2} = N_{\text{int},zz}/2$ , i.e. les interactions dipolaires produites par chaque population est la moitié des interactions dipolaires si le réseau était uniformément aimanté. Également, nous avons  $N_{\text{sh},xx,1} = N_{\text{sh},xx,2} = N_{\text{sh},xx}$  et  $N_{\text{sh},zz,1} = N_{\text{sh},zz,2} = N_{\text{sh},zz}$ , i.e. le facteur de désaimantation de forme est le même pour chaque population. En posant la dérivée de l'énergie totale par rapport à  $\theta_M$  égale à zéro, on obtient la position d'équilibre  $\theta_M$ , à partir de laquelle on déduit la courbe d'hystérésis transverse normalisée, donnée par

$$\frac{M_{\perp}}{M_s} \equiv \sin\theta_M = \frac{H_{\text{ext}}}{\frac{M_s}{2}(1 - N_{\text{int},zz} - 3N_{\text{sh},zz}) + H_K}, \quad (3.46)$$

où  $M_s$  est l'aimantation à saturation des fils,  $H_{\text{ext}}$  est le champ externe statique,  $N_{\text{int},zz}$  est le facteur de désaimantation dû aux interactions dipolaires inter-fils,  $N_{\text{sh},zz}$  est le facteur de désaimantation dû à la forme des fils, et

$$H_K = \frac{2K}{\mu_0 M_s}. \quad (3.47)$$

L'équation (3.46) indique que la courbe d'hystérésis d'un FMNWA aimanté transversalement est anhystérétique et linéaire avec le champ externe statique  $H_{\text{ext}}$ . Cette situation est montrée à la figure 3.12, où le champ externe statique  $H_{\text{ext}}$  varie de la saturation positive vers la saturation négative. L'inverse de la susceptibilité apparente normalisée est  $\chi_{\perp}^{-1} = M_s(1 - N_{\text{int},zz} - 3N_{\text{sh},zz})/2 + H_K$  et le champ de saturation est  $H_{\text{sat}} = M_s(1 - N_{\text{int},zz} - 3N_{\text{sh},zz})/2 + H_K$ . Partons de la situation où le réseau de nanofils est saturé dans la direction transverse aux fils, et réduisons progressivement le champ magnétique externe statique. Lorsque le champ est réduit, l'aimantation des fils s'oriente peu à peu vers l'une ou l'autre des extrémités des



fil, à cause de la forme allongée des nanofils. À champ magnétique externe nul, la moitié des fils du réseau ont une aimantation dans la direction  $+\hat{\mathbf{z}}$  et l'autre moitié ont une aimantation dans la direction  $-\hat{\mathbf{z}}$ , ce qui résulte en une aimantation moyenne nulle dans les directions axiale et transverse aux fils.

Lorsque  $N_{\text{int},zz} \rightarrow 0$ ,  $N_{\text{sh},zz} \rightarrow 0$  et  $H_K = 0$ , la courbe d'hystérésis demeure linéaire avec le champ externe, et la susceptibilité apparente normalisée devient égale à  $2/M_s$ . Cette situation s'apparente à celle d'un cylindre infiniment long, aimanté dans la direction transverse (voir figure 3.3). Il est intéressant de noter que lorsque  $N_{\text{sh},zz} \rightarrow 0$  et  $H_K = 0$ , on retrouve l'expression dérivée par Boucher *et al.* à l'aide de l'équation du mouvement de l'aimantation [20].

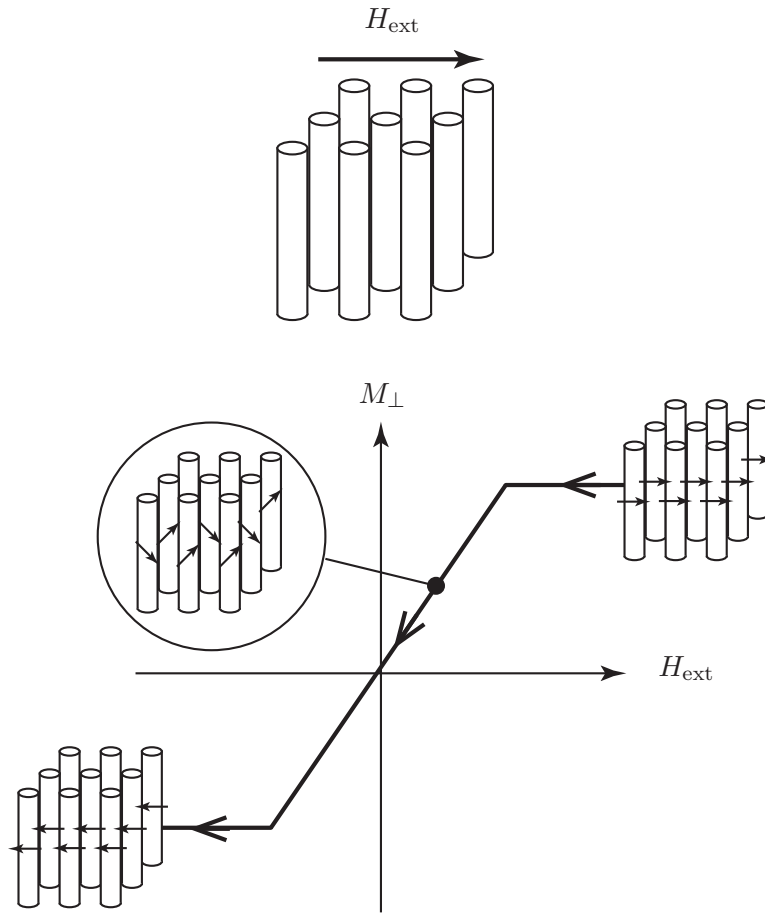


Figure 3.12 Courbe d'hystérésis transverse d'un réseau de nanofils selon l'équation (3.46).

### Extraction des paramètres

Reprenons les équations (3.44) et (3.46), décrivant les courbes d'hystérésis axiales et transverses des FMNWAs. Il est intéressant de constater que la différence de l'inverse des suscep-

tibilités apparentes transverse et axiale normalisées donne

$$\frac{1}{\chi_{\perp}} - \frac{1}{\chi_{\parallel}} = \frac{M_s}{2} (1 - 3N_{zz}) + H_K, \quad (3.48)$$

où  $N_{zz} = N_{\text{sh},zz} + N_{\text{int},zz}$  est le facteur de désaimantation total, incluant l'effet de forme et les interactions dipolaires inter-fils. Le premier terme du membre de droite de l'équation (3.48) est la contribution des interactions dipolaires, incluant l'effet de forme des fils et les interactions inter-fils. Le dernier terme du membre de droite est la contribution de l'anisotropie uniaxiale additionnelle.

L'équation (3.48) correspond au champ effectif des FMWNAs. L'équation (3.48) suggère qu'il est possible d'extraire le champ effectif d'anisotropie des FMNWAs, à partir des courbes d'hystérésis axiales et transverses des FMNWAs. Ceci est discuté plus en détail à la section 5.2.

Il est intéressant de noter que si l'on pose  $H_K = 0$  dans l'équation (3.48), on obtient un résultat identique à celui dérivé par Carignan *et al.* [31] à l'aide d'une approche de type champ moyen, qui suppose que seule la moyenne des champs dipolaires parallèles au champ magnétique externe statique contribue à la réponse statique.

### 3.4 Résumé du chapitre

Au cours du présent chapitre, nous avons étudié la réponse quasi-statique des réseaux de nanofils ferromagnétiques (FMNWAs), afin de mieux prédire leur réponse hyperfréquence. Nous avons étudié le cas d'un cylindre isolé à la section 3.2. Les différents termes d'énergie magnétique et la procédure pour obtenir les courbes d'hystérésis à partir de la minimisation de l'énergie totale ont été introduits.

Un modèle a été établi à la section 3.3 afin de prédire la réponse quasi-statique des FMNWAs au-dessus et en-dessous de la saturation. Des expressions permettant de calculer les courbes d'hystérésis axiales et transverses ont été dérivées. Il a été vu que la susceptibilité apparente des courbes d'hystérésis axiales est inversement proportionnelle aux interactions dipolaires inter-fils, et que la coercivité du réseau dépend d'une anisotropie uniaxiale des fils individuels. L'origine de cette anisotropie uniaxiale additionnelle sera discutée plus en détail au chapitre 6. Nous avons également vu que la courbe d'hystérésis transverse à l'axe des fils est anhystérétique, où la susceptibilité apparente est fonction des interactions dipolaires et de l'anisotropie additionnelle. De plus, le modèle nous laisse entrevoir la possibilité d'extraire le champ effectif des FMWNAs à l'aide des courbes d'hystérésis axiale et transverses des FMNWAs. Au chapitre suivant, nous utiliserons notre modèle afin d'étudier la réponse hyperfréquence des réseaux de nanofils. Nous confronterons le modèle aux mesures

expérimentales au chapitre 6.

## CHAPITRE 4

### RÉPONSE HYPERFRÉQUENCE

#### 4.1 Introduction

Jusqu'à maintenant, nous avons abordé le processus de fabrication des réseaux de nanofils ferromagnétiques (FMNWAs, pour *ferromagnetic nanowire arrays*) au chapitre 2 et nous avons étudié la réponse quasi-statique des FMNWAs au chapitre 3. Puisque le design de dispositifs micro-ondes à base de FMNWAs nécessite la connaissance de leur réponse hyperfréquence, nous proposons maintenant d'étudier la réponse hyperfréquence des FMNWAs.

Lorsqu'un matériau magnétique est soumis à un champ magnétique alternatif, typiquement dans les fréquences micro-ondes ( $\approx 3 - 30$  GHz), et parfois dans les fréquences millimétriques ( $\approx 30 - 300$  GHz), l'aimantation du matériau peut précéder dans le champ magnétique alternatif. Selon les conditions expérimentales, la nature et la forme du matériau, l'aimantation peut entrer en résonance avec le champ dynamique ; ce phénomène, nommé résonance ferromagnétique (FMR, pour *ferromagnetic resonance*), se traduit généralement par une absorption significative de l'énergie de l'onde électromagnétique. Près de la FMR, la réponse magnétique du matériau peut être utilisée pour la conception de dispositifs hyperfréquences [109].

Depuis la découverte de la FMR dans les métaux [72] et les ferrites [163], la dynamique de l'aimantation et les phénomènes de relaxation de l'aimantation ont fait l'objet de nombreuses études. Il existe maintenant plusieurs ouvrages de référence sur la dynamique de l'aimantation [73], [109], [136], [137], [168], [178] et sur les phénomènes de relaxation de l'aimantation [78], [84], [85], [124], [165].

Aux fréquences micro-ondes, la conductivité importante des métaux magnétiques réduit la profondeur de pénétration des ondes électromagnétiques, et influence la perméabilité du matériau [7],[143]. De plus, les courants de Foucault dans les métaux peuvent engendrer des pertes micro-ondes significatives. Cependant, lorsqu'une dimension du matériau, tel le diamètre d'un cylindre, est réduite au point de devenir inférieure à la profondeur de pénétration de l'onde, les pertes par courant de Foucault sont significativement réduites. Ceci, en plus de la possibilité d'obtenir une aimantation axiale élevée à champ externe statique nul, rend les nanofils ferromagnétiques intéressants pour le design de dispositifs hyperfréquences sans champ externe statique.

Les FMNWAs à l'étude ici contiennent typiquement  $10^9$  fils par  $\text{cm}^2$ , couplés via les

interactions dipolaires. On peut donc concevoir que le comportement collectif d'un ensemble aussi dense de nanofils puisse différer du comportement individuel des fils. Nous examinerons donc le comportement collectif des fils sur leur réponse hyperfréquence.

Pour obtenir la réponse hyperfréquence des FMNWAs, nous résolverons l'équation du mouvement de l'aimantation d'un ensemble de nanofils couplés via les interactions dipolaires inter-fils. Puisque la densité de fils dans un réseau est de l'ordre de  $10^9$  par  $\text{cm}^2$ , nous utiliserons une hypothèse simplificatrice permettant de ne résoudre qu'une seule équation du mouvement. Une fois cette équation résolue, nous obtiendrons une expression pour la perméabilité dynamique des FMNWAs, la fréquence de résonance, l'élargissement de la résonance, la position d'équilibre de l'aimantation statique ainsi que les modes propres du réseau. Nous adapterons ensuite la méthode aux FMNWAs en-dessous de la saturation.

Nous introduirons l'équation du mouvement de l'aimantation et discuterons de la dynamique de l'aimantation d'un nanofil à la section 4.2. Nous aborderons ensuite la dynamique de l'aimantation des FMNWAs uniformément aimantés à la section 4.3, puis nous traiterons la dynamique de l'aimantation des FMNWAs sous la saturation à la section 4.4.

Pour faciliter la lecture du chapitre, nous avons adopté la convention suivante. Si les composantes du vecteur varient dans le temps, nous indiquons explicitement la dépendance temporelle en juxtaposant  $(t)$  au vecteur. Un vecteur en lettre minuscule indique une composante dynamique, par exemple  $\mathbf{h}(t) = \mathbf{h} \exp(-i\omega t)$ . Un vecteur en lettre majuscule sans  $(t)$  indique une composante statique, par exemple  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$ . Un vecteur en lettre majuscule juxtaposé de  $(t)$  indique qu'il est composé d'un terme statique et dynamique, par exemple  $\mathbf{M}(t) = \mathbf{M} + \mathbf{m}(t)$ .

Nous rappelons que le système d'unités international (SI) est privilégié au cours de la thèse, mais qu'à plusieurs endroits, nous utiliserons le système d'unités CGS, juxtaposé de la valeur en système SI. Par exemple, pour l'aimantation à saturation, nous indiquerons  $M_s = 460 \text{ emu cm}^{-3}$  ( $460 \text{ kA m}^{-1}$ ). La conversion du système CGS vers le système SI est la suivante : pour le champ magnétique,  $1 \text{ Oe} = 1000/4\pi \simeq 80 \text{ A m}^{-1}$  ; pour l'aimantation,  $1 \text{ emu cm}^{-3} = 10^3 \text{ A m}^{-1}$  ; pour le moment magnétique,  $1 \text{ emu} = 10^{-3} \text{ A m}^2$  ; pour l'induction magnétique,  $1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$ .

Les équations (4.19), (4.52), (4.64) sont les résultats clés du chapitre. L'équation (4.19) donne la susceptibilité d'un nanofil uniformément aimanté, en fonction du champ magnétique externe, des paramètres géométriques et de la nature du cylindre. L'équation (4.19), dérivée pour un nanofil, est aussi valable pour les FMNWAs, suivant un certain changement de variable. L'équation (4.52) permet de calculer les modes propres d'un FMNWA, en fonction du champ magnétique externe, des paramètres géométriques et de la nature des fils. L'équation (4.64) nous permet de calculer la susceptibilité dynamique d'un réseau de nanofils sous la saturation, constitué de deux populations de fils en interaction, en fonction du

champ magnétique externe, des paramètres géométriques des fils des deux populations et de la nature des fils.

## 4.2 Nanofil unique

### 4.2.1 Équation du mouvement de l'aimantation

Considérons un nanofil uniformément aimanté, d'aimantation  $\mathbf{M}(t)$ , soumis à un champ magnétique externe statique  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$  et un champ magnétique externe alternatif  $\mathbf{h}(t)$  de faible amplitude. Cette situation est représentée à la figure 4.1.

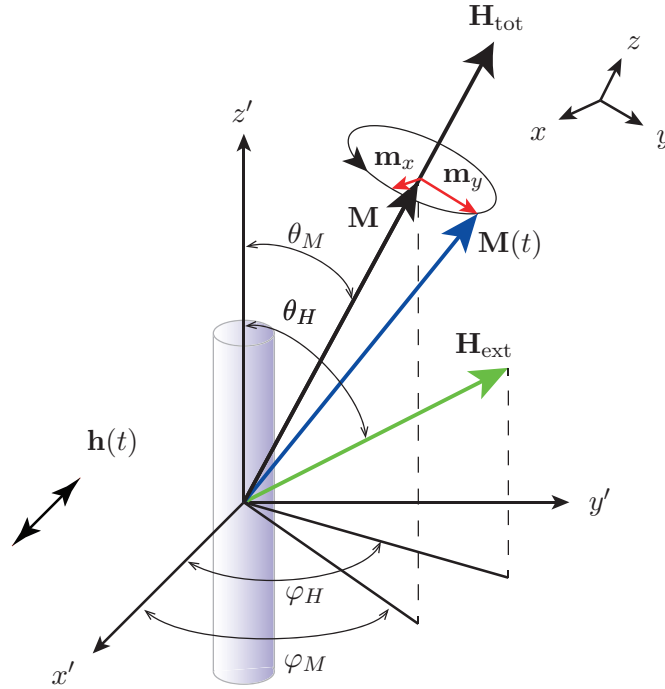


Figure 4.1 Représentation schématique d'un nanofil uniformément aimanté par un champ statique externe  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$ , et soumis à un champ magnétique alternatif externe  $\mathbf{h}(t)$ . À l'équilibre statique, la composante statique de l'aimantation,  $\mathbf{M}$ , s'oriente selon la composante statique du champ magnétique total,  $\mathbf{H}_{\text{tot}}$ . Sous l'influence des champs magnétiques, l'aimantation  $\mathbf{M}(t)$  précesse autour de l'axe  $z$  du système de coordonnées local  $xyz$ , définie par la direction de la partie statique du champ magnétique total  $\mathbf{H}_{\text{tot}}$ .

Sous l'influence des champ magnétiques, l'aimantation du fil précesse autour de l'axe  $z$  du système de coordonnées local  $xyz$ , définie par la direction de la partie statique du champ magnétique total  $\mathbf{H}_{\text{tot}}$ . Il sera vu plus loin que la direction définie par  $\mathbf{H}_{\text{tot}}$  correspond à la direction de l'aimantation  $\mathbf{M}$ . Nous nous intéressons au cas où le champ magnétique externe statique  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$  est confiné au plan  $y'z'$  ( $\varphi_H = \pi/2$ ) du système de coordonnées général  $x'y'z'$ ,

où  $z'$  correspond à l'axe du fil. Pour un système où l'anisotropie est uniaxiale et dont l'axe de symétrie est selon  $z'$ , la condition  $\varphi_H = \pi/2$  implique que  $\mathbf{M}$  soit confiné au plan  $y'z'$  ( $\varphi_M = \pi/2$ ), de sorte que l'axe  $x$  correspond à l'axe  $x'$ , et les axes  $y$  et  $z$  sont tournés d'un angle  $\theta_M$  autour de l'axe  $x'$ .

L'équation du mouvement de l'aimantation du nanofil uniformément aimanté s'écrit [73]

$$\frac{\partial \mathbf{M}(t)}{\partial t} = -\mu_0 |\gamma| \mathbf{M}(t) \times \mathbf{H}_{\text{tot}}(t), \quad (4.1)$$

où  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H m}^{-1}$  est la perméabilité du vide,  $\gamma = g\mu_B/\hbar [\text{J T}^{-1}]$  est le rapport gyromagnétique,  $g$  est le facteur de Landé,  $\mu_B = 9.274 \times 10^{-24} \text{ J T}^{-1}$  est le magnéton de Bohr et  $\hbar = 1.05457 \times 10^{-34} \text{ J s}$  est la constante de Planck réduite. L'équation (4.1) indique que l'évolution temporelle de l'aimantation est égale au moment de force exercé par le champ  $\mathbf{H}_{\text{tot}}(t)$  sur l'aimantation  $\mathbf{M}(t)$ .

La condition d'équilibre de l'aimantation peut être obtenue à partir de l'équation (4.1), en posant tous les termes dynamiques égaux à zéro. Si l'on effectue cette opération, on constate que la condition d'équilibre de l'aimantation est satisfaite si  $\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{tot}} = 0$ . Autrement dit, l'aimantation est en équilibre lorsque la composante statique de l'aimantation est alignée selon la direction du champ total statique  $\mathbf{H}_{\text{tot}}$ , incluant le champ externe statique, le champ dipolaire statique et les autres champs d'anisotropie statique. Nous allons introduire une notation qui permettra de simplifier la condition d'équilibre  $\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{tot}} = 0$  par la suite. Si  $\mathbf{V}$  est un vecteur tel que  $\mathbf{V} = V_x \hat{\mathbf{x}} + V_y \hat{\mathbf{y}} + V_z \hat{\mathbf{z}}$ , alors il est possible d'écrire l'opérateur produit vectoriel  $\mathbf{V} \times$  de façon matricielle comme

$$\mathbf{V} \times = \bar{\bar{V}} = \begin{pmatrix} 0 & -V_z & V_y \\ V_z & 0 & -V_x \\ -V_y & V_x & 0 \end{pmatrix}, \quad (4.2)$$

où l'opérateur  $\bar{\bar{V}}$  remplace l'opérateur produit vectoriel  $\mathbf{V} \times$  (voir équation (1.3.27) de [40], par exemple). L'équation (4.2) nous permet d'écrire la condition d'équilibre statique comme

$$\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{tot}} = \bar{\bar{M}} \mathbf{H}_{\text{tot}} = \begin{pmatrix} 0 & -M_z & M_y \\ M_z & 0 & -M_x \\ -M_y & M_x & 0 \end{pmatrix} (\mathbf{H}_{\text{ext}} + \mathbf{H}_{\text{sh}} + \mathbf{H}_{\text{anis}}) = 0, \quad (4.3)$$

où le champ total statique  $\mathbf{H}_{\text{tot}}$  est donné par la somme du champ externe statique  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$ , du champ statique de désaimantation dû à la forme du fil  $\mathbf{H}_{\text{sh}}$  et du champ statique dû à l'anisotropie uniaxiale  $\mathbf{H}_{\text{anis}}$ . Nous verrons plus loin que la notation introduite ici pour le produit vectoriel facilite la résolution de systèmes complexes.



Le champ magnétique total  $\mathbf{H}_{\text{tot}}(t)$  est constitué du champ magnétique statique externe  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$ , du champ magnétique dynamique externe  $\mathbf{h}(t)$ , du champ magnétique dipolaire  $\mathbf{H}_{\text{dip}}(t)$ , comportant une composante statique et dynamique, du champ magnétique d'anisotropie  $\mathbf{H}_{\text{anis}}(t)$  (d'origine cristalline, magnétoélastique, etc.) ayant une composante statique et dynamique, ainsi que de la composante spatialement non-uniforme du champ d'échange  $\mathbf{H}_{\text{exc}}(t)$ . Pour un fil uniformément aimanté, le champ d'échange est négligeable. La résolution de l'équation du mouvement de l'aimantation donne une fréquence de résonance  $\omega_0$ , fonction des champs magnétiques, de la nature et des propriétés géométriques du fil.

L'équation du mouvement de l'aimantation, telle qu'écrite à l'équation (4.1), implique un mouvement de précession de l'aimantation, même en l'absence d'un champ dynamique externe  $\mathbf{h}(t)$ . Cependant, nous savons par expérience que si nous retirons le champ magnétique alternatif  $\mathbf{h}(t)$ , l'aimantation s'amortit et s'aligne éventuellement dans la direction du champ total statique  $\mathbf{H}_{\text{tot}}$ . Pour tenir compte d'une telle relaxation de l'aimantation, un terme est ajouté au membre de droite de l'équation du mouvement de l'aimantation. Nous reviendrons ultérieurement aux mécanismes de relaxation de l'aimantation.

Plusieurs formulations ont été proposées pour le terme d'amortissement. Une discussion des diverses formulations du terme d'amortissement est trouvée dans la référence [136]. En pratique, seulement trois équations sont généralement utilisées pour décrire la dynamique de l'aimantation : l'équation de Landau-Lifshitz (LL), l'équation de Gilbert (G) et l'équation de Bloch-Blombergen (BB). L'équation de LL s'écrit

$$\frac{\partial \mathbf{M}(t)}{\partial t} = -\mu_0 |\gamma| \mathbf{M}(t) \times \mathbf{H}_{\text{tot}}(t) - \frac{\lambda}{M_s^2} \mathbf{M}(t) \times \mathbf{M}(t) \times \mathbf{H}_{\text{tot}}(t), \quad (4.4)$$

où  $\lambda$  [ $\text{s}^{-1}$ ] est un paramètre d'amortissement phénoménologique et  $M_s$  [ $\text{A m}^{-1}$ ] est l'aimantation à saturation. L'équation de G s'écrit

$$\frac{\partial \mathbf{M}(t)}{\partial t} = -\mu_0 |\gamma| \mathbf{M}(t) \times \mathbf{H}_{\text{tot}}(t) + \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M}(t) \times \frac{\partial \mathbf{M}(t)}{\partial t}, \quad (4.5)$$

où  $\alpha$  est un paramètre d'amortissement phénoménologique. L'équation de BB s'écrit

$$\frac{\partial \mathbf{M}(t)}{\partial t} = -\mu_0 |\gamma| \mathbf{M}(t) \times \mathbf{H}_{\text{tot}}(t) - \frac{\mathbf{m}_x(t) + \mathbf{m}_y(t)}{T_1} - \frac{\mathbf{m}_z(t)}{T_2}, \quad (4.6)$$

où  $T_1$  [s] et  $T_2$  [s] sont les temps de relaxation de l'aimantation dans la direction transverse et longitudinale à l'aimantation, respectivement.

Le dernier terme de l'équation (4.4) et (4.5) décrit un amortissement dans la direction transverse à l'aimantation et transverse à la direction de précession. De plus, les équations (4.4) et (4.5) préservent le module de l'aimantation durant le processus d'amortissement.

Ceci peut être démontré en multipliant chaque terme des équations (4.4) et (4.5) par  $\mathbf{M}(t) \cdot$ . Comme les termes des membres de droite des équations (4.4) et (4.5) sont orthogonaux à  $\mathbf{M}(t)$ , la multiplication par  $\mathbf{M}(t) \cdot$  nous donne  $\partial|\mathbf{M}(t)|^2/\partial t = 0$ . Il est possible de montrer que les équations (4.4) et (4.5) sont approximativement équivalentes lorsque  $\alpha^2 \ll 1$ , en multipliant l'équation (4.5) par  $\mathbf{M}(t) \times$ , en utilisant l'identité  $\mathbf{u} \times \mathbf{v} \times \mathbf{w} = (\mathbf{u} \cdot \mathbf{w})\mathbf{v} - (\mathbf{u} \cdot \mathbf{v})\mathbf{w}$ , puis en réinjectant  $\mathbf{M}(t) \times \partial\mathbf{M}(t)/\partial t$  dans le membre de droite de l'équation (4.5), suivant un peu de manipulations algébriques. Nous référons le lecteur à [86] ou [136] pour une comparaison détaillée des termes d'amortissement.

Le deuxième terme de l'équation (4.6) décrit une relaxation de la composante transverse de l'aimantation, avec un temps de relaxation  $T_1$ , et est un indicatif de la décohérence entre les spins. Le troisième terme de l'équation (4.6) décrit un amortissement dans la direction longitudinale à l'aimantation, avec un temps de relaxation  $T_2$ . En multipliant les termes de l'équation de BB par  $\mathbf{M}(t) \cdot$ , il est possible de constater qu'en général, l'équation de BB ne préserve pas le module de l'aimantation, contrairement aux équations de LL et de G. Généralement, le dernier terme de l'équation (4.6) est négligé car  $T_1 \ll T_2$  et car la composante longitudinale dynamique  $\mathbf{m}_z(t)$  est beaucoup plus faible en amplitude que la composante transverse dynamique  $\mathbf{m}_x(t) + \mathbf{m}_y(t)$ .

Les équations de LL et G décrivent les phénomènes de relaxation de l'aimantation qui préservent le module de l'aimantation, alors que l'équation de BB décrit les processus de relaxation qui ne préservent pas le module de l'aimantation. En présence de phénomènes de relaxation qui préservent et ne préservent pas le module de l'aimantation, certains auteurs utilisent une équation du mouvement généralisée, incluant deux termes d'amortissement de l'aimantation [84], [102]. Nous désignerons cette équation par BBG, pour Bloch-Blombergen-Gilbert. Nous utiliserons une équation de type BBG pour les FMNWAs, car nous ne savons pas *a priori* si les mécanismes de relaxation préservent ou ne préservent pas le module de l'aimantation. Si l'aimantation du nanofil est donnée par  $\mathbf{M}(t) = \mathbf{M} + \mathbf{m}(t)$ , avec  $\mathbf{M} \perp \mathbf{m}(t)$ , l'équation BBG s'écrit

$$\frac{\partial \mathbf{m}(t)}{\partial t} = -\mu_0 |\gamma| \mathbf{M}(t) \times \mathbf{H}_{\text{tot}}(t) + \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M}(t) \times \frac{\partial \mathbf{m}(t)}{\partial t} - \frac{\mathbf{m}(t)}{T_1}. \quad (4.7)$$

La résolution de l'équation (4.7) donne la fréquence de résonance ainsi que l'élargissement de la résonance en fonction des champs magnétiques, de la nature et la géométrie du matériau, en présence de phénomènes de relaxation qui préservent (terme  $\alpha$ ) et ne préservent pas (terme  $T_1$ ) le module de l'aimantation.

Pour résoudre l'équation (4.7), nous posons quelques hypothèses simplificatrices. D'abord, puisque le champ d'excitation externe est en général harmonique en  $\exp(-i\omega t)$ , il est naturel de supposer une solution harmonique pour la composante dynamique de l'aimantation. Nous

écrivons alors  $\mathbf{m}(t) = \mathbf{m} \exp(-i\omega t)$ . Ensuite, nous supposons que l'amplitude du champ alternatif est suffisamment faible pour que les composantes dynamiques de l'aimantation soient de faible amplitude. En conséquence, nous négligeons le produit des termes dynamiques de l'équation (4.7), tels  $\mathbf{m}(t) \times \mathbf{h}(t)$ , ou  $\mathbf{m}(t) \times \mathbf{m}(t)$ . Ces deux hypothèses simplificatrices permettent d'obtenir, en général, une expression de type  $\overleftrightarrow{A} \mathbf{m}(t) = \mu_0 |\gamma| \bar{M} \mathbf{h}(t)$ . À partir d'ici, nous avons deux choix : nous pouvons obtenir les fréquences propres du système en posant  $\mathbf{h}(t) = 0$  et en résolvant le déterminant de  $\overleftrightarrow{A}$  égal à zéro, ou nous pouvons inverser la matrice  $\overleftrightarrow{A}$  et obtenir une expression de type  $\mathbf{m} = \overleftrightarrow{\chi} \mathbf{h}$ , où  $\overleftrightarrow{\chi} = \mu_0 |\gamma| \overleftrightarrow{A}^{-1} \bar{M}$  est la susceptibilité dynamique. Cette procédure sera utilisée aux sections 4.2.2, 4.3 et 4.4 pour obtenir la susceptibilité d'un nanofil ou de réseaux de nanofils ferromagnétiques.

#### 4.2.2 Résonance ferromagnétique

Considérons un cylindre uniformément aimanté par un champ magnétique externe statique  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$ , et soumis à un champ magnétique externe dynamique  $\mathbf{h}(t)$ . Cette situation est représentée schématiquement à la figure 4.1. L'aimantation du cylindre s'écrit, dans le référentiel  $xyz$ ,

$$\mathbf{M}(t) = m_x(t) \hat{\mathbf{x}} + m_y(t) \hat{\mathbf{y}} + [m_z(t) + M_s] \hat{\mathbf{z}}, \quad (4.8)$$

où la dépendance temporelle a été explicitée pour les composantes dynamiques. À noter que la composante  $m_z(t)$  est négative à l'équation (4.8). En général, cette composante est négligeable devant  $M_s$ , et sera négligée pour le restant du document. Dans le système  $x'y'z'$ , l'aimantation s'écrit

$$\begin{aligned} \mathbf{M}(t) &= m_x(t) \hat{\mathbf{x}}' + [m_y(t) \cos \theta_M + M_s \sin \theta_M] \hat{\mathbf{y}}' + [-m_y(t) \sin \theta_M + M_s \cos \theta_M] \hat{\mathbf{z}}' \\ &= M_{x'}(t) \hat{\mathbf{x}}' + M_{y'}(t) \hat{\mathbf{y}}' + M_{z'}(t) \hat{\mathbf{z}}', \end{aligned} \quad (4.9)$$

où  $\theta_M$  [rad] et  $\varphi_M$  [rad] sont les angles polaires de l'aimantation, montrés à la figure 4.1. Le champ magnétique externe statique  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$  s'écrit, dans le système de coordonnées  $x'y'z'$ ,

$$\mathbf{H}_{\text{ext}} = H_{\text{ext}} (\sin \theta_H \cos \varphi_H \hat{\mathbf{x}}' + \sin \theta_H \sin \varphi_H \hat{\mathbf{y}}' + \cos \theta_H \hat{\mathbf{z}}'), \quad (4.10)$$

où  $H_{\text{ext}}$  [A m<sup>-1</sup>] est le module du champ magnétique,  $\theta_H$  [rad] et  $\varphi_H$  [rad] sont les angles polaires du champ magnétique, montrés à la figure 4.1. Dans le système de coordonnées  $xyz$ ,  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$  s'écrit

$$\begin{aligned}
\mathbf{H}_{\text{ext}} &= H_{\text{ext}} \sin \theta_H \cos \varphi_H \hat{\mathbf{x}} + H_{\text{ext}} (\sin \theta_H \sin \varphi_H \cos \theta_M - \sin \theta_M \cos \theta_H) \hat{\mathbf{y}} \\
&+ H_{\text{ext}} (\sin \theta_H \sin \varphi_H \sin \theta_M + \cos \theta_M \cos \theta_H) \hat{\mathbf{z}} \\
&= H_x \hat{\mathbf{x}} + H_y \hat{\mathbf{y}} + H_z \hat{\mathbf{z}}.
\end{aligned} \tag{4.11}$$

Le champ magnétique externe alternatif s'écrit, dans le référentiel  $xyz$ ,

$$\mathbf{h}(t) = (h_x \hat{\mathbf{x}} + h_y \hat{\mathbf{y}}) e^{-i\omega t}, \tag{4.12}$$

où  $\omega/2\pi$  [Hz] est la fréquence du champ d'excitation et  $h_x$  [A m<sup>-1</sup>] et  $h_y$  [A m<sup>-1</sup>] sont les composantes complexes du champ alternatif.

Considérons maintenant le champ d'origine dipolaire. Il a été vu à la section 3.2.3 que le champ dipolaire pouvait s'écrire comme le produit d'un tenseur de désaimantation et de l'aimantation. Nous utiliserons ce résultat pour calculer le champ dipolaire. Dans le système de référence  $x'y'z'$ , le tenseur de désaimantation moyen dû à la forme du cylindre est diagonal, et s'écrit  $\overleftrightarrow{N}_{\text{sh}} = N_{\text{sh},x'x'} \hat{\mathbf{x}}' \hat{\mathbf{x}}' + N_{\text{sh},y'y'} \hat{\mathbf{y}}' \hat{\mathbf{y}}' + N_{\text{sh},z'z'} \hat{\mathbf{z}}' \hat{\mathbf{z}}'$ , où  $N_{\text{sh},x'x'} = N_{\text{sh},y'y'} = (1 - N_{\text{sh},z'z'})/2$ ,  $N_{\text{sh},z'z'}$  est donné à l'annexe C et  $\hat{\mathbf{x}}' \hat{\mathbf{x}}'$  indique le produit dyadique de  $\hat{\mathbf{x}}'$ . Puisque nous voulons résoudre l'équation du mouvement dans le système de coordonnées  $xyz$ , nous devons exprimer  $\overleftrightarrow{N}_{\text{sh}}$  dans le système de coordonnées  $xyz$ , en le tournant par rapport à l'axe  $x$ , selon la procédure décrite à l'annexe C. Ce faisant,  $\overleftrightarrow{N}_{\text{sh}}$  s'écrit

$$\overleftrightarrow{N}_{\text{sh}} = \begin{pmatrix} N_{\text{sh},xx} & 0 & 0 \\ 0 & N_{\text{sh},yy} & N_{\text{sh},yz} \\ 0 & N_{\text{sh},yz} & N_{\text{sh},zz} \end{pmatrix}, \tag{4.13}$$

où  $N_{\text{sh},xx} = N_{\text{sh},x'x'}$ ,  $N_{\text{sh},yy} = N_{\text{sh},y'y'} \cos^2 \theta_M + N_{\text{sh},z'z'} \sin^2 \theta_M$ ,  $N_{\text{sh},zz} = N_{\text{sh},y'y'} \sin^2 \theta_M + N_{\text{sh},z'z'} \cos^2 \theta_M$  et  $N_{\text{sh},yz} = (N_{\text{sh},y'y'} - N_{\text{sh},z'z'}) \sin \theta_M \cos \theta_M$ . En utilisant le tenseur  $\overleftrightarrow{N}_{\text{sh}}$  donné par l'équation (4.13) et l'aimantation donnée par l'équation (4.8), le champ dipolaire dû à la forme du cylindre s'écrit, dans le système de coordonnées  $xyz$ ,

$$\mathbf{H}_{\text{sh}}(t) = -\overleftrightarrow{N}_{\text{sh}} \mathbf{M}(t) = - \begin{pmatrix} N_{\text{sh},xx} & 0 & 0 \\ 0 & N_{\text{sh},yy} & N_{\text{sh},yz} \\ 0 & N_{\text{sh},yz} & N_{\text{sh},zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_x(t) \\ m_y(t) \\ M_s \end{pmatrix}. \tag{4.14}$$

L'équation (4.14) indique que le champ dipolaire comporte un terme statique, provenant du terme  $M_s$  et un terme dynamique provenant de  $m_x(t)$  et  $m_y(t)$ .

Si le fil possède une anisotropie uniaxiale, la densité d'énergie magnétique associée à l'anisotropie uniaxiale s'écrit  $u_{\text{anis}} = K_0 + K_1 \sin^2 \theta_M$  (voir section 3.2.3), où la constante

$K_0$  peut être omise sans perte de généralité. Dans le système  $x'y'z'$ , la densité d'énergie magnétique s'écrit

$$u_{\text{anis}} = K_1 (1 - \cos^2 \theta_M) = K_1 \left[ 1 - \left( \frac{M_{z'}}{M_s} \right)^2 \right], \quad (4.15)$$

où  $M_{z'}$  est la composante axiale de l'aimantation, dans le système  $x'y'z'$ . Le champ d'anisotropie uniaxiale s'écrit [73], dans le système  $x'y'z'$ ,

$$\mathbf{H}_{\text{anis}}(t) = -\mu_0^{-1} \nabla_{\mathbf{M}} u_{\text{anis}} = \frac{2K_1}{\mu_0 M_s^2} M_{z'}(t) \hat{\mathbf{z}}'. \quad (4.16)$$

Dans le système  $xyz$ , le champ d'anisotropie devient

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{\text{anis}}(t) &= (H_{\text{anis}}/M_s) [m_y(t) \sin^2 \theta_M - M_s \sin \theta_M \cos \theta_M] \hat{\mathbf{y}} \\ &\quad + (H_{\text{anis}}/M_s) [-m_y(t) \sin \theta_M \cos \theta_M + M_s \cos^2 \theta_M] \hat{\mathbf{z}} \\ &= \mathbf{H}_{\text{anis}} + \mathbf{h}_{\text{anis}}(t), \end{aligned} \quad (4.17)$$

où  $H_{\text{anis}} = 2K/\mu_0 M_s$  [A m<sup>-1</sup>],  $K_1 = K$  [J m<sup>-3</sup>],  $\mathbf{H}_{\text{anis}} = H_{\text{anis}}(-\sin \theta_M \cos \theta_M \hat{\mathbf{y}} + \cos^2 \theta_M \hat{\mathbf{z}})$  [A m<sup>-1</sup>] est la partie statique du champ d'anisotropie et  $\mathbf{h}_{\text{anis}}(t) = (H_{\text{anis}}/M_s)[m_y(t) \sin^2 \theta_M \hat{\mathbf{y}} - m_y(t) \sin \theta_M \cos \theta_M \hat{\mathbf{z}}]$  [A m<sup>-1</sup>] est la partie dynamique du champ d'anisotropie.

Le champ d'échange est donné par [73]

$$\mathbf{H}_{\text{exc}}(t) = \ell_{\text{exc}}^2 \nabla_{\mathbf{r}}^2 \mathbf{M}(\mathbf{r}, t), \quad (4.18)$$

où  $\ell_{\text{exc}}$  est la longueur d'échange, généralement définie comme  $\ell_{\text{exc}} = \sqrt{2A/\mu_0 M_s^2}$  [m] [46],  $A$  [J m<sup>-1</sup>] est la constante d'échange,  $M_s$  [A m<sup>-1</sup>] est l'aimantation à saturation et  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$  H m<sup>-1</sup> est la perméabilité du vide. La dynamique de l'aimantation des fils cylindriques conducteurs a été considérée par Arias et Mills [8], Kraus [101], Ménard et Yelon [123], et Seddaoui *et al.* [155] (ainsi que les références mentionnées dans ces articles), où l'équation du mouvement de l'aimantation et les équations de Maxwell ont été résolues en tenant compte de l'interaction d'échange, de la loi d'Ohm et des conditions aux frontières sur le fil. Cette procédure permet entre autres de tenir compte de l'anisotropie de surface de manière phénoménologique. Le fait de négliger l'interaction d'échange pour les FMNWAs à l'étude ici, où le diamètre est très inférieur à la profondeur de pénétration, équivaut à l'hypothèse d'un mode de résonance pour lequel l'aimantation est spatialement uniforme à l'intérieur de chaque fil.

Il est maintenant possible de résoudre l'équation du mouvement de l'aimantation donnée

par l'équation (4.7). Le champ magnétique total  $\mathbf{H}_{\text{tot}}(t)$  est donné par la somme des champs magnétiques, incluant le champ magnétique externe statique, le champ magnétique externe dynamique, le champ dipolaire ainsi que le champ d'anisotropie uniaxiale, donnés par les équations (4.11), (4.12), (4.14) et (4.17), respectivement. En insérant ces équations dans l'équation (4.7) et en résolvant pour  $m_x$  et  $m_y$ , on obtient

$$\mathbf{m} = \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi_{xx} & -i\kappa \\ i\kappa & \chi_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_x \\ h_y \end{pmatrix} = \overleftrightarrow{\chi} \mathbf{h}, \quad (4.19)$$

où

$$\chi_{xx} = \frac{\omega_M (\omega_y - i\alpha\omega)}{\omega_x\omega_y - \omega^2 - i\omega [\alpha (\omega_x + \omega_y) + 2/T_1]}, \quad (4.20)$$

$$\chi_{yy} = \frac{\omega_M (\omega_x - i\alpha\omega)}{\omega_x\omega_y - \omega^2 - i\omega [\alpha (\omega_x + \omega_y) + 2/T_1]}, \quad (4.21)$$

et

$$\kappa = \frac{\omega_M (\omega + i/T)}{\omega_x\omega_y - \omega^2 - i\omega [\alpha (\omega_x + \omega_y) + 2/T_1]}, \quad (4.22)$$

avec  $\omega_M = \mu_0 |\gamma| M_s$  et

$$\omega_x / \mu_0 |\gamma| = H_z + M_s (N_{\text{sh},xx} - N_{\text{sh},zz}) + H_{\text{anis}} \cos^2 \theta_M, \quad (4.23)$$

$$\omega_y / \mu_0 |\gamma| = H_z + M_s (N_{\text{sh},yy} - N_{\text{sh},zz}) + H_{\text{anis}} \cos 2\theta_M. \quad (4.24)$$

Pour obtenir l'équation (4.19), les termes en  $\alpha^2$  et  $1/T^2$  ont été négligés, puisque faibles par rapport aux autres termes. Le tenseur de susceptibilité  $\overleftrightarrow{\chi}$  décrit la réponse de l'aimantation dynamique soumise à un champ magnétique externe statique et dynamique. Dans une expérience de résonance ferromagnétique, le champ magnétique externe dynamique est linéairement polarisé dans la direction  $x$  du système de coordonnées  $xyz$  (voir figure 4.1). C'est donc la composante  $\chi_{xx}$  du tenseur de susceptibilité qui est d'intérêt. La partie réelle de  $\chi_{xx}$  s'écrit

$$\chi'_{xx} = \frac{\omega_M \omega_y (\omega_x \omega_y - \omega^2) - \alpha \omega_M \omega^2 [\alpha (\omega_x + \omega_y) + 2/T_1]}{(\omega_x \omega_y - \omega^2)^2 + \omega^2 [\alpha (\omega_x + \omega_y) + 2/T_1]^2}, \quad (4.25)$$

et la partie imaginaire de  $\chi_{xx}$  s'écrit

$$\chi''_{xx} = \omega \frac{\alpha \omega_M (\omega_y^2 + \omega^2) + 2\omega_M \omega_y / T_1}{(\omega_x \omega_y - \omega^2)^2 + \omega^2 [\alpha (\omega_x + \omega_y) + 2/T_1]^2}. \quad (4.26)$$

Les équations (4.25) et (4.26) sont tracées en fonction du champ magnétique externe statique à la figure 4.2, à l'aide de paramètres qui s'apparentent à ceux du nickel. Les courbes ont été normalisées par la valeur maximale de la partie imaginaire de  $\chi_{xx}$ . La partie imaginaire de la susceptibilité,  $\chi''_{xx}$ , décrit une courbe qui s'apparente une Lorentzienne, caractérisée par un champ de résonance  $H_0$  et une pleine largeur à mi-hauteur  $\Delta H$ . Une Lorentzienne est généralement décrite par une équation de la forme

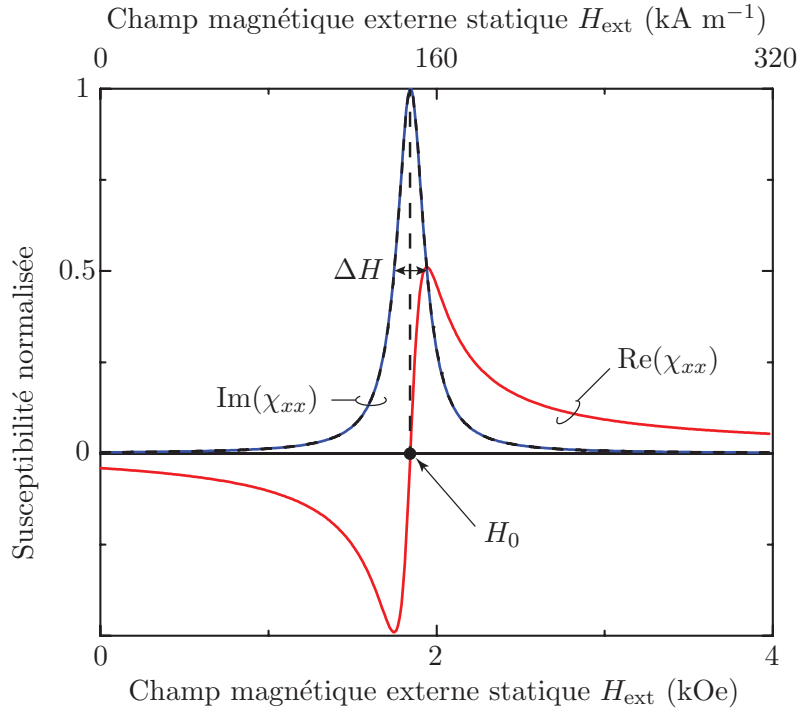


Figure 4.2 Composante diagonale  $\chi_{xx}$  de la susceptibilité d'un cylindre uniformément aimanté, normalisée par la valeur maximale de la partie imaginaire (ici 30.73) et définition du champ de résonance  $H_0$  et de la pleine largeur à mi-hauteur  $\Delta H$ . La partie réelle  $\text{Re}(\chi_{xx})$  et imaginaire  $\text{Im}(\chi_{xx})$  sont tracées à l'aide de l'équation (4.25) et (4.20), respectivement, à l'aide des paramètres suivants :  $\omega_0/2\pi = 15$  GHz,  $M_s = 480$  emu cm<sup>-3</sup> (480 kA m<sup>-1</sup>),  $\theta_H = \theta_M = 0$ ,  $g = 2.2$ ,  $\alpha = 0.02$ , et  $T_1 \rightarrow \infty$ . La courbe tiretée, superposée à la courbe pleine, et donc non visible, représente une Lorentzienne donnée par l'équation (4.27), et tracée avec les paramètres suivants :  $H_0 = 1855$  Oe,  $\Delta H = 98$  Oe et  $A = 1$ . Note : 1 Oe =  $1000/4\pi \simeq 80$  A m<sup>-1</sup>.

$$f(H_{\text{ext}}) = \frac{A}{1 + \left( \frac{H_{\text{ext}} - H_0}{\Delta H/2} \right)^2}, \quad (4.27)$$



où  $H_0$  donne la position de la résonance,  $\Delta H$  est la pleine largeur à mi-hauteur et  $A$  est l'amplitude de la courbe. Cependant, la courbe donnée par l'équation (4.26) n'est pas rigoureusement une Lorentzienne, due au terme  $\omega$  présent au numérateur et dénominateur. Néanmoins, une courbe Lorentzienne donnée par l'équation (4.27) peut très bien modéliser la partie imaginaire de la susceptibilité, comme le montre la figure 4.2, où l'équation (4.27) a été superposée à l'équation (4.26), en utilisant les paramètres donnés dans la légende de la figure 4.2 (courbe pointillée).

Lorsque le champ magnétique est fixé, la fréquence de résonance  $\omega_0/2\pi$  correspond au maximum d'absorption de la partie imaginaire de la susceptibilité, ce qui survient lorsque

$$\omega = \omega_0 = \sqrt{\omega_x \omega_y}. \quad (4.28)$$

La fréquence angulaire de résonance  $\omega_0$  est donnée par la moyenne géométrique des champs de rigidité  $\omega_x$  et  $\omega_y$ , donnés par les équations (4.23) et (4.24). À la résonance, les spins précessent en phase, avec un maximum d'amplitude, et absorbent un maximum de puissance de l'onde électromagnétique qui induit la précession. Si l'on insère les équations (4.23) et (4.24) dans l'équation (4.28), et que l'on pose  $\phi_H = \pi/2$ , on obtient

$$\left( \frac{\omega_0}{\mu_0 |\gamma|} \right)^2 = [H_0 \cos(\theta_H - \theta_M) + H_{\text{eff}} \cos^2 \theta_M] [H_0 \cos(\theta_H - \theta_M) + H_{\text{eff}} \cos 2\theta_M], \quad (4.29)$$

où  $H_0$  est l'amplitude du champ externe statique à la résonance et  $H_{\text{eff}}$  est le champ effectif d'anisotropie, donné par

$$H_{\text{eff}} = M_s (N_{\text{sh},x'x'} - N_{\text{sh},z'z'}) + H_{\text{anis}} = \frac{M_s}{2} (1 - 3N_{\text{sh},z'z'}) + \frac{2K_1}{\mu_0 M_s}, \quad (4.30)$$

en utilisant le fait que  $2N_{\text{sh},x'x'} + N_{\text{sh},z'z'} = 1$ . Nous avons vu à la section 3.2.4 du chapitre précédent que le champ effectif décrit l'anisotropie du matériau magnétique. Un champ effectif positif décrit un axe facile le long de l'axe du cylindre, alors qu'un champ effectif négatif correspond à un plan facile dans le plan perpendiculaire à l'axe du cylindre. Un champ effectif nul correspond à une sphère.

Il est possible d'inverser l'équation (4.29) afin d'écrire le champ de résonance en fonction de la fréquence d'excitation. Si l'on développe l'équation (4.29), et l'on extrait les racines de l'équation quadratique en  $H_0$  en ne gardant que la solution physiquement acceptable, on obtient le champ de résonance  $H_0$  en fonction de la fréquence angulaire d'excitation  $\omega$  et de l'angle  $\theta_H$  du champ magnétique statique. Le champ de résonance s'écrit

$$H_0 = \frac{-H_{\text{eff}}a_+ + \sqrt{(H_{\text{eff}}a_-)^2 + (2\omega_0/\mu_0|\gamma|)^2}}{2 \cos(\theta_M - \theta_H)}, \quad (4.31)$$

où  $a_{\pm} = \cos 2\theta_M \pm \cos^2 \theta_M$ . Les équations (4.29), (4.30) et (4.31) jouent un rôle important pour l'analyse des résultats, et méritent plusieurs explications physiques. Notamment, il sera vu à une section ultérieure que les équations (4.29) et (4.30), développées ici pour un cylindre présentant une anisotropie uniaxiale, sont les mêmes que pour un réseau de nanofils ferromagnétiques uniformément aimanté, une fois que l'on remplace  $N_{\text{sh},x'x'}$  par  $N_{\text{sh},x'x'} + N_{\text{int},x'x'}$  et  $N_{\text{sh},z'z'}$  par  $N_{\text{sh},z'z'} + N_{\text{int},z'z'}$ , où  $N_{\text{int},x'x'}$  et  $N_{\text{int},z'z'}$  sont les facteurs de désaimantation correspondant à l'interaction dipolaire inter-fils. Nous reviendrons à cet aspect à la section 4.3. L'équation (4.29) décrit, pour une fréquence du champ externe alternatif donnée, la dépendance angulaire du champ de résonance en fonction de l'amplitude et du signe du champ effectif  $H_{\text{eff}}$ . L'équation (4.29) est tracée à la figure 4.3. Pour un champ effectif positif, correspondant à un axe facile le long de l'axe du cylindre, le champ de résonance en fonction de l'angle  $\theta_H$  a la forme d'une cloche. Un champ effectif négatif, correspondant à un axe difficile le long de l'axe du cylindre, donne plutôt une cloche inversée. Un champ effectif nul donnerait un champ de résonance invariant en fonction de l'angle du champ magnétique. Il est possible de montrer (voir annexe G) que l'amplitude de la courbe du champ de résonance est proportionnelle au champ effectif  $H_{\text{eff}}$ , alors que la position verticale de la courbe est proportionnelle à la fréquence de résonance normalisée  $\omega_0/\mu_0|\gamma|$ .

Considérons la dépendance fréquentielle du champ de résonance. Lorsque le champ magnétique est axial, la fréquence de résonance s'écrit, si l'on suppose que  $\theta_M = \theta_H = 0$ ,

$$\omega_0/\mu_0|\gamma| = H_{\parallel} + H_{\text{eff}}, \quad (4.32)$$

où  $H_{\parallel}$  est le champ de résonance axial. L'équation (4.32) prédit une dépendance linéaire de la fréquence de résonance en fonction du champ statique. Le signe et l'amplitude du champ effectif dicte la fréquence de résonance à champ nul. Lorsque le champ magnétique est transverse au fil, la fréquence de résonance s'écrit, si l'on suppose que  $\theta_M = \theta_H = \pi/2$  rad,

$$\omega_0/\mu_0|\gamma| = \sqrt{H_{\perp}(H_{\perp} - H_{\text{eff}})}, \quad (4.33)$$

où  $H_{\perp}$  est le champ de résonance transverse. La fréquence de résonance donnée par l'équation (4.33) est essentiellement linéaire à haut champ, lorsque  $H_{\perp} \gg H_{\text{eff}}$ .

Considérons maintenant l'élargissement de la résonance. La pleine largeur à mi-hauteur de  $\chi''_{xx}$  est obtenue en posant  $\chi''_{xx} = \chi''_{xx,\text{max}}/2$  dans l'équation (4.26) et en obtenant la largeur

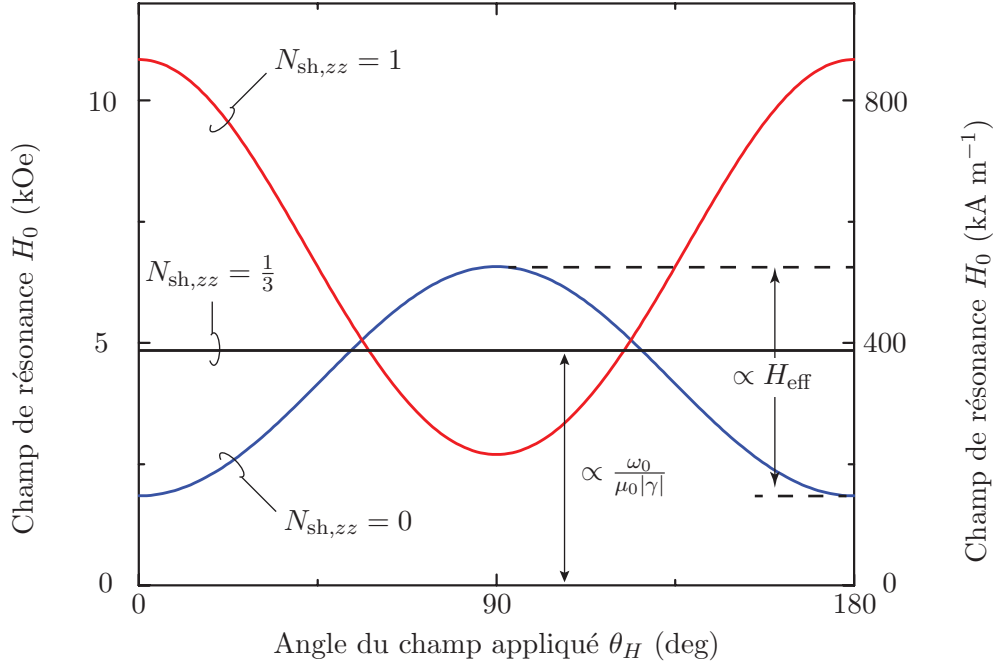


Figure 4.3 Dépendance angulaire du champ de résonance pour un cylindre infini ( $N_{sh,zz} = 0$ ), une couche mince infinie ( $N_{sh,zz} = 1$ ) ou une sphère ( $N_{sh,zz} = 1/3$ ). L'amplitude de la courbe et la courbure sont liées au champ effectif  $H_{eff}$  et la position moyenne de la courbe est liée à la fréquence angulaire réduite du champ alternatif externe  $\omega_0/\mu_0|\gamma|$ . Les courbes ont été tracées avec les paramètres suivants :  $\omega_0/2\pi = 15$  GHz,  $M_s = 480$  emu cm<sup>-3</sup> (480 kA m<sup>-1</sup>),  $\theta_H = \theta_M$ ,  $g = 2.2$ ,  $\alpha = 0.02$ , et  $T_1 \rightarrow \infty$ . Note : 1 Oe =  $1000/4\pi \simeq 80$  A m<sup>-1</sup>.

correspondante en fonction de la fréquence ou du champ externe statique. Ici, l'équation (4.26) a d'abord été tracée puis une courbe Lorentzienne donnée par l'équation (4.27) a été utilisée pour extraire la pleine largeur à mi-hauteur  $\Delta H$  en fonction de la fréquence d'excitation  $\omega/2\pi$  du champ dynamique externe.

La figure 4.4 montre la dépendance fréquentielle de  $\Delta H$  lorsque le champ magnétique statique externe est axial. L'endroit où se terminent les courbes pleines, près de 10 GHz, correspond à la fréquence de résonance à champ nul. Dans le cas particulier où le fil est axialement aimanté, il est possible d'obtenir une relation approximative de  $\Delta H$ , si  $\omega_x = \omega_y$ , avec  $N_{sh,xx} = N_{sh,yy}$ . Si l'on pose l'équation (4.26) égale à moitié de la valeur maximale, que l'on résout l'équation quadratique en  $\omega_x$ , que l'on développe la racine en série de Taylor et que l'on extrait les deux racines du champ,  $H_{\pm}$ , alors la pleine largeur à mi-hauteur de la résonance,  $\Delta H = H_+ - H_-$ , s'écrit

$$\Delta H \approx \frac{2\alpha\omega}{\mu_0|\gamma|} + \frac{2}{\mu_0|\gamma|T_1} = af + \Delta H_0, \quad (4.34)$$

où  $f = \omega/2\pi$  est la fréquence,  $a = 4\pi\alpha/\mu_0|\gamma|$  est la pente de la courbe et  $\Delta H_0 = 2/\mu_0|\gamma|T_1$

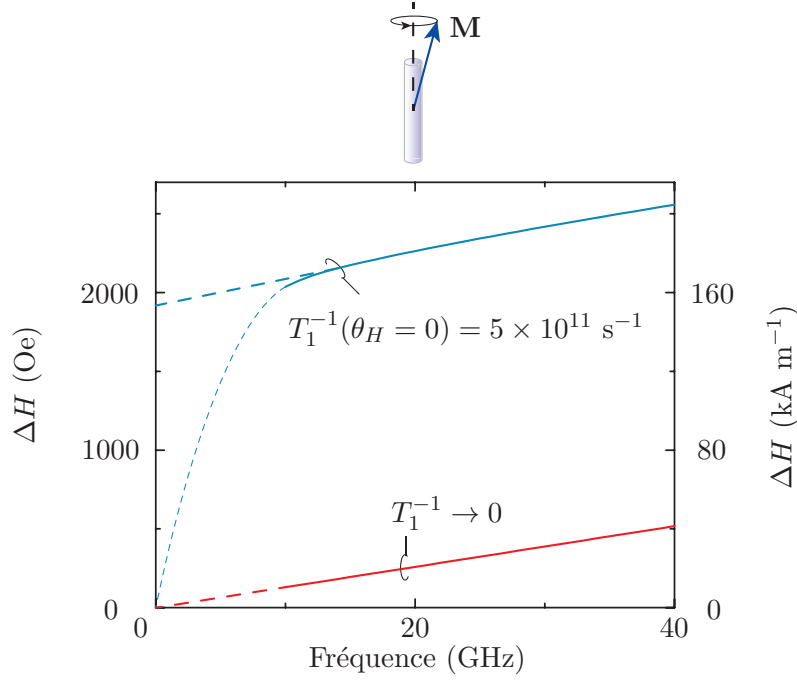


Figure 4.4 Dépendance fréquentielle de l'élargissement de la résonance d'un cylindre uniformément aimanté, pour deux valeurs hypothétiques de  $T_1$ . Pour le calcul, nous avons posé  $\theta_H = \theta_M = 0$ . Les courbes ont été tracées avec les paramètres suivants :  $M_s = 480 \text{ emu cm}^{-3}$  ( $480 \text{ kA m}^{-1}$ ),  $\theta_H = \theta_M$ ,  $g = 2.2$ ,  $\alpha = 0.02$ . Note :  $1 \text{ Oe} = 1000/4\pi \simeq 80 \text{ A m}^{-1}$ .

est la largeur à mi-hauteur extrapolée à fréquence nulle, écrites en terme des paramètres d'amortissement phénoménologiques  $\alpha$  et  $T_1$ . Si l'on trace la courbe  $\Delta H$  versus  $f$  à l'aide de l'équation (4.26) et que l'on extrait les paramètres  $a$  et  $\Delta H_0$ , on trouve un excellent accord avec l'équation (4.34). Lorsque  $T_1^{-1} \rightarrow 0$ , la largeur  $\Delta H$  est linéaire en fonction de la fréquence, où la pente est proportionnelle au paramètre d'amortissement  $\alpha$ , et l'extrapolation de la courbe intercepte l'origine. Lorsque  $T_1^{-1} \neq 0$ , la largeur  $\Delta H$  est linéaire en fonction de la fréquence pour les paramètres considérés ici, la pente est proportionnelle au paramètre d'amortissement  $\alpha$ , et l'extrapolation de la courbe à fréquence nulle est inversement proportionnelle au paramètre  $T_1$ . On observe un léger coude près de la fréquence de résonance à champ nul de la courbe du haut de la figure 4.4. La courbe pointillée indique l'extrapolation du coude aux fréquences inférieures à la fréquence de résonance à champ nul. Pour la valeur de  $M_s$  choisie, le coude est à peine visible. Cependant, si nous avions choisi une aimantation à saturation de  $100 \text{ kA/m}$ , de sorte que la fréquence de résonance à champ nul soit de l'ordre de  $1 \text{ GHz}$ , nous aurions constaté un coude proéminent (courbe pointillée). De plus, nous aurions observé que  $\Delta H$  tend vers zéro à fréquence nulle. Ce genre de coude a été observé expérimentalement sur des couches minces de Fe sur substrat de GaAs, aimantées dans le plan de la couche (voir figure 5.19 de [78]). Dans le cadre de la théorie de la diffusion deux-

magnons, cette décroissance rapide est attribuée au fait qu’il y a moins d’états possibles vers lesquels les magnons uniformes peuvent coupler lorsque la fréquence de résonance tend vers zéro.

Dans le cas des métaux ferromagnétiques, l’élargissement de la résonance proportionnel à la fréquence est souvent attribué aux processus de relaxation intrinsèques au matériau, compatibles avec un amortissement “visqueux” tel celui décrit par le paramètre phénoménologique de Gilbert [78], [95]. Parmi les processus de relaxation intrinsèques, on retrouve notamment les courants de Foucault, la diffusion magnon-électron et la diffusion magnon-phonon, où le terme “magnon” désigne l’excitation élémentaire associée à l’oscillation de l’aimantation, caractérisée par un vecteur d’onde  $\mathbf{k}$  et une énergie  $\hbar\omega_k$ , où  $\hbar$  est la constante de Planck réduite et  $\omega_k$  est la fréquence angulaire [78]. Si le diamètre des fils est faible par rapport à la profondeur de pénétration, les courants de Foucault sont significativement réduits. De plus, la diffusion magnon-phonon est faible en comparaison avec la diffusion magnon-électron dans les métaux magnétiques (voir section 5.4.2 de [78]). Un modèle de diffusion magnon-électron dans les métaux magnétiques est le modèle de Kamberský. Lorsque soumis à un champ dynamique, l’aimantation précède et la surface de Fermi change afin de s’adapter à la direction de l’aimantation. Les électrons tentent alors de repeupler les états de la surface de Fermi, mais la diffusion électronique entraîne un retard par rapport à la fréquence d’excitation. Ceci résulte en un amortissement de type “visqueux”, compatible avec un paramètre d’amortissement de Gilbert. Pour une discussion approfondie des différents mécanismes de relaxation intrinsèques, le lecteur est référé à la section 5.4 de [78] ou la section 2.4 de [94].

L’élargissement de la résonance correspondant à l’ordonnée à l’origine est souvent associée à la présence d’inhomogénéités dans le matériau (rugosité de surface, porosité, etc.), et désignée par élargissement inhomogène [78], [95]. Si le matériau est constitué de régions ou grains indépendants, et que le champ magnétique varie spatialement, l’aimantation de chaque région peut entrer en résonance à une fréquence différente de région en région, selon le champ magnétique local à chaque région. Il s’ensuit une décohérence de la réponse dynamique des diverses régions du matériau, compatible avec un paramètre d’amortissement  $T_1$ . Ceci est souvent référé par modèle des grains indépendants dans la littérature [73],[136]. La situation est différente si le matériau est constitué de régions ou grains couplés par des interactions dipolaires significatives. Les champs dipolaires inter-grains favorisent un alignement de la composante dynamique de l’aimantation entre les grains, et donc une oscillation de l’aimantation à l’unisson. Il s’ensuit alors un rétrécissement dipolaire (traduction libre de *dipolar narrowing*) de l’élargissement de la résonance [44],[73],[136]. Le rétrécissement dipolaire dans les ferrites polycristallines a été considéré notamment par Clogston [44], Geschwind et Clogston [70] et Schlömann [153]. La diffusion deux-magnons est un autre mécanisme d’élargissement

de la résonance compatible avec un paramètre d'amortissement  $T_1$  [85],[136]. Lors du processus de diffusion deux-magnons, un magnon uniforme de vecteur d'onde  $k = 0$ , associé à la résonance uniforme, peut générer un magnon non-uniforme de vecteur d'onde  $k \neq 0$  de même énergie, en présence d'inhomogénéités (rugosités de surface, défauts, pores, etc.). Lors de la précession de l'aimantation, l'inhomogénéité génère un champ dipolaire non-uniforme à la même fréquence que le magnon uniforme. Ce champ dipolaire non-uniforme peut alors déphaser localement les spins et générer un magnon non-uniforme, dont l'amplitude du vecteur d'onde dépendra de la taille de l'inhomogénéité. La diffusion deux-magnons est discutée dans [78], [124] et [136], et traitée en détail dans [85].

Pour les FMNWAs à l'étude ici, nous observons une importante ordonnée à l'origine, de l'ordre de 1 à 2 kOe, et une faible dépendance fréquentielle de  $\Delta H$  (voir chapitre 6). Ceci suggère un élargissement inhomogène significatif. La longueur finie des fils, le mésalignement des fils, la rugosité de surface des fils, le bris de symétrie de translation du réseau, etc., augmentent les fluctuations spatiales du champ magnétique, et contribuent à élargir la résonance. Nous reviendrons à l'élargissement de la résonance des FMNWAs au chapitre 6.

Plus haut, nous avons supposé que la position d'équilibre de l'aimantation correspondait à la direction du champ statique externe afin de simplifier les calculs. Cependant, en pratique, cette condition n'est pas respectée en général. Puisque la susceptibilité dynamique  $\overleftrightarrow{\chi}$  dépend de la position d'équilibre de l'aimantation, cette dernière doit être prise en compte dans le calcul de  $\overleftrightarrow{\chi}$ . Dans le système  $xyz$  de précession, l'aimantation statique s'écrit  $\mathbf{M} = M_s \hat{\mathbf{z}}$ . En utilisant la notation présentée à l'équation (4.2), la condition d'équilibre de l'aimantation s'écrit

$$\bar{M} \mathbf{H}_{\text{tot}} = \begin{pmatrix} 0 & -M_s & 0 \\ M_s & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} (\mathbf{H}_{\text{ext}} + \mathbf{H}_{\text{sh}} + \mathbf{H}_{\text{anis}}) = 0. \quad (4.35)$$

Le produit matriciel de l'équation (4.35) donne un système d'équations à résoudre afin d'obtenir les angles d'équilibre  $\theta_M$  et  $\varphi_M$  de l'aimantation en fonction du champ externe statique  $\mathbf{H}$ , du champ de désaimantation  $\mathbf{H}_{\text{sh}}$  et du champ d'anisotropie  $\mathbf{H}_{\text{anis}}$ . Il est possible de montrer que l'équation (4.35) donne une configuration statique de l'aimantation équivalente à l'équation (3.16), obtenue par la minimisation de l'énergie magnétique à la section 3.2.4.

### 4.3 Réseau de nanofils uniformément aimantés

#### 4.3.1 Définition du problème

Considérons un réseau de  $\mathcal{N}$  fils magnétiques, où  $\mathcal{N}$  est très grand, uniformément aimanté par un champ magnétique externe statique  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$ . Le FMNWA est soumis à un champ magnétique externe alternatif  $\mathbf{h}(t)$ , transverse à  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$  et à l'aimantation du réseau. Cette situation est représentée à la figure 4.5. Le diamètre moyen des fils est  $2a$ , la distance inter-fils moyenne est  $D$ , la porosité de surface est  $P$  (fraction de la surface occupée par les fils), et les fils ont une longueur moyenne  $L$ . L'aimantation d'un des fils du réseau est donnée par  $\mathbf{M}_j(t) = \mathbf{M}_j + \mathbf{m}_j(t)$ , où  $\mathbf{M}_j$  est la composante statique et  $\mathbf{m}_j(t)$  la composante dynamique, avec  $\mathbf{m}_j(t) \ll \mathbf{M}_j$  et  $\mathbf{M}_j \perp \mathbf{m}_j(t)$ . Chaque fil produit un champ dipolaire statique et dynamique sur tous les autres fils du réseau. Les fils sont donc couplés entre-eux via les interactions dipolaires. L'aimantation de chaque fil est supposée de même amplitude, et leur composante statique est orientée dans la même direction. Autrement dit, nous avons que  $\mathbf{M}_j = \mathbf{M}$ . Cependant, l'aimantation des fils du réseau n'oscille pas nécessairement à l'unisson : nous supposons qu'il puisse y exister un déphasage entre l'aimantation des fils du réseau, de sorte que  $\mathbf{m}_j(t) \neq \mathbf{m}_\ell(t)$  en général.

#### 4.3.2 Équation du mouvement

Supposons que chaque fil obéisse à une équation du mouvement de type BBG, donnée par l'équation (4.7), avec  $\mathbf{M}_j(t) = \mathbf{M}_j + \mathbf{m}_j \exp(-i\omega t)$ ,  $\alpha_j = \alpha$  et  $T_{1,j} = T_1$ . L'équation du mouvement de l'aimantation du fil  $j$  s'écrit

$$\frac{\partial \mathbf{M}_j(t)}{\partial t} = -\mu_0 |\gamma| \mathbf{M}_j(t) \times \mathbf{H}_{\text{tot},j}(t) + \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M}_j(t) \times \frac{\partial \mathbf{M}_j(t)}{\partial t} - \frac{\mathbf{m}_j(t)}{T_1}, \quad (4.36)$$

où  $\mathbf{H}_{\text{tot},j}(t)$  est le champ magnétique total agissant sur le fil  $j$ , composé du champ externe statique, du champ externe dynamique, du champ dipolaire de forme, du champ dipolaire inter-fils, du champ d'anisotropie (supposé uniaxial), et du champ d'échange (supposé négligeable). Il a été montré à la section 3.2.3 que le champ dipolaire inter-fils pouvait s'écrire comme le produit d'un tenseur de désaimantation et de l'aimantation du fil produisant le champ dipolaire. Le champ dipolaire inter-fils total agissant sur le fil  $j$ , donné par la somme du champ produit par tous les fils du réseau, s'écrit

$$\mathbf{H}_{\text{int},j}(t) = - \sum_{\ell} \overleftrightarrow{\mathbf{N}}_{\text{int},j\ell} \cdot \mathbf{M}_\ell(t), \quad (4.37)$$

où  $\mathbf{M}_\ell(t)$  réfère à l'aimantation du nanofil  $\ell$  produisant le champ d'interaction dipolaire sur



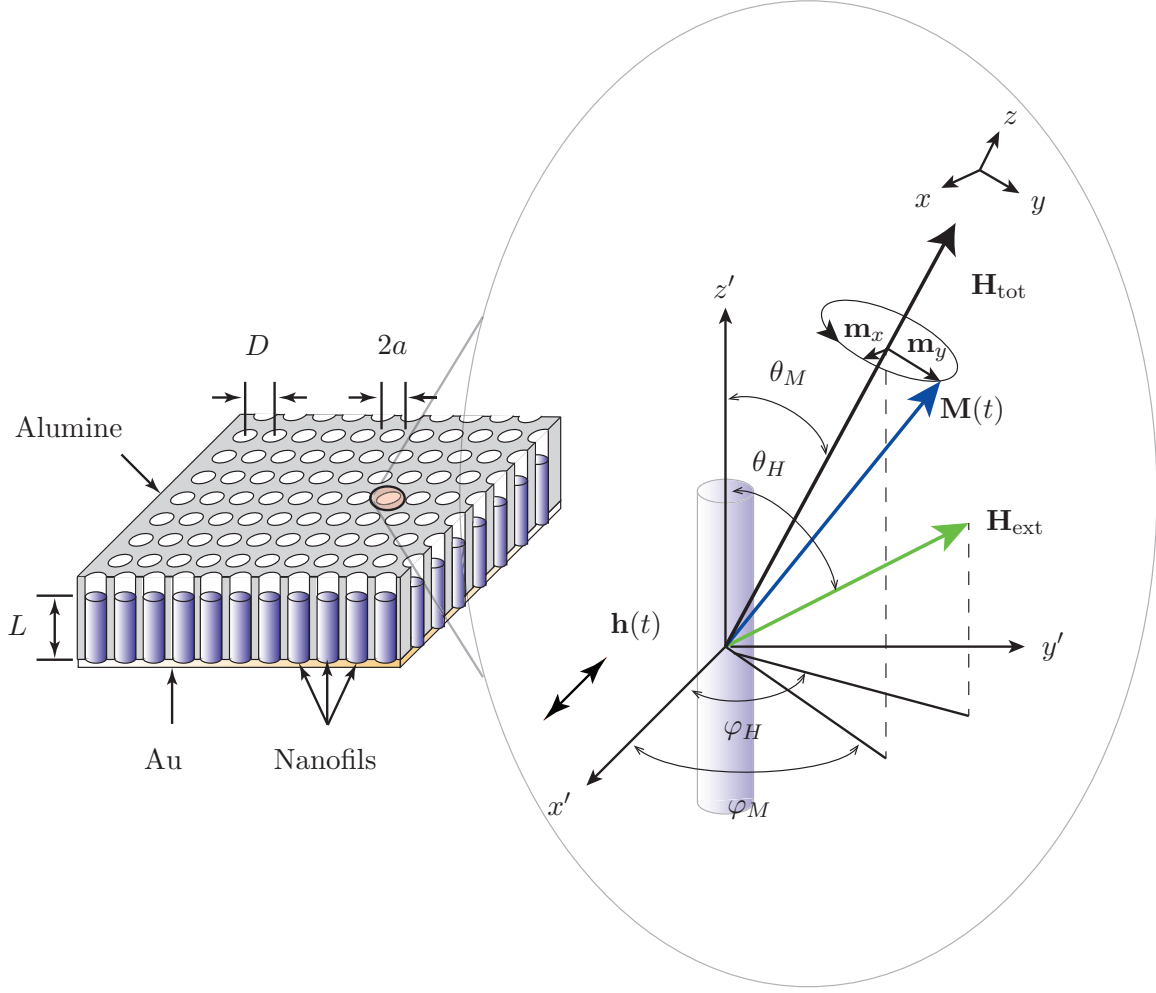


Figure 4.5 Représentation schématique d'un réseau de nanofils ferromagnétiques soumis à un champ magnétique externe statique  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$  et un champ magnétique externe dynamique  $\mathbf{h}(t)$ .

le fil  $j$  et  $\overleftrightarrow{N}_{\text{int},j\ell}$  est le tenseur de désaimantation du fil  $\ell$  agissant sur le fil  $j$ . Ce tenseur de désaimantation s'écrit, dans le référentiel  $xyz$ ,

$$\overleftrightarrow{N}_{\text{int},j\ell} = \begin{pmatrix} N_{xx,j\ell}^{\text{int}} & N_{xy,j\ell}^{\text{int}} & N_{xz,j\ell}^{\text{int}} \\ N_{xy,j\ell}^{\text{int}} & N_{yy,j\ell}^{\text{int}} & N_{yz,j\ell}^{\text{int}} \\ N_{xz,j\ell}^{\text{int}} & N_{yz,j\ell}^{\text{int}} & N_{zz,j\ell}^{\text{int}} \end{pmatrix}, \quad (4.38)$$

où les composantes du tenseur  $\overleftrightarrow{N}_{\text{int},j\ell}$  sont données à l'annexe C. Puisque nous avons une expression permettant de calculer le champ magnétique total agissant sur chaque fil du réseau, il est théoriquement possible de résoudre les  $\mathcal{N}$  équations du mouvement couplées. Cependant, le calcul de la susceptibilité dynamique du système nécessiterait l'inversion d'une matrice de taille  $2\mathcal{N} \times 2\mathcal{N}$ . Les dimensions physiques d'un réseau de nanofils sont telles qu'il est plus

avantageux de poser quelques hypothèses simplificatrices afin de résoudre analytiquement l'équation du mouvement de l'aimantation. Ceci fera l'objet de la section 4.3.3.

### 4.3.3 Modes propres du système

En général, l'aimantation des fils oscille en phase, selon un certain mode propre, caractérisé par un vecteur d'onde  $\mathbf{k}$  et une fréquence  $\omega_k$ . Nous recherchons ces modes propres, correspondant à des ondes magnétostatiques, pour les FMNWAs. Dans ce qui suit, nous négligeons les ondes de spin se propageant dans la direction axiale aux fils. Supposons que la composante dynamique de l'aimantation du fil  $\ell$  puisse s'écrire en terme de l'aimantation dynamique du fil  $j$  comme  $\mathbf{m}_\ell(t) \simeq \mathbf{m}_j(t) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_\ell)$ , où  $\mathbf{k}$  est le vecteur d'onde et  $\mathbf{r}_\ell$  est un vecteur reliant le centre du fil  $j$  au centre du fil  $\ell$ . Une illustration schématique d'un certain mode propre se propageant dans la direction transverse aux fils, avec  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_\ell = (2\pi/\lambda)(\lambda/2) = \pi$ , est présentée à la figure 4.6.

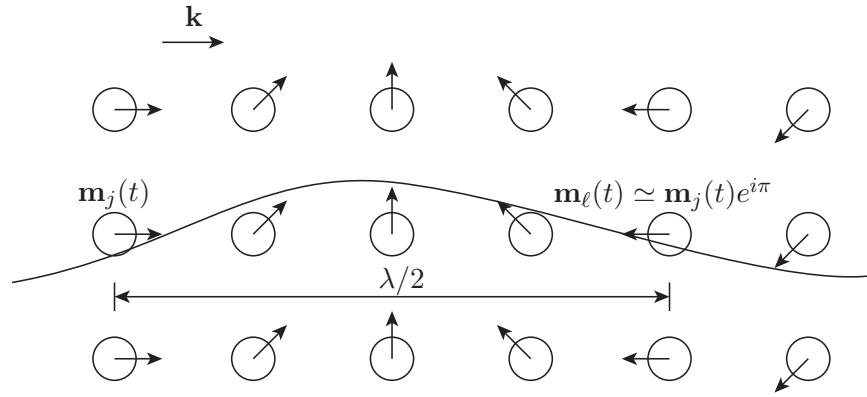


Figure 4.6 Vue de dessus d'un réseau de nanofils aimanté axialement, montrant un mode propre d'oscillation de l'aimantation de vecteur d'onde se propageant dans la direction transverse aux fils, où l'aimantation dynamique du fil  $\ell$  est déphasée de  $\pi$  par rapport à l'aimantation dynamique du fil  $j$ . Chaque cercle représente un nanofil traité comme un macrospin. Ici, la longueur d'onde est de  $8D$ , où  $D$  est la distance inter-fils.

L'hypothèse ci-dessus nous permet d'écrire la composante dynamique du champ dipolaire inter-fils agissant sur le fil  $j$  [équation (4.37)] comme

$$\mathbf{h}_{\text{int}}(t) = - \sum_{\ell} \overleftrightarrow{N}_{\text{int},\ell} \mathbf{m}_\ell(t) \simeq - \sum_{\ell} \overleftrightarrow{N}_{\text{int},\ell} \mathbf{m}_j(t) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_\ell} \quad (4.39)$$

$$= - \overleftrightarrow{N}_{\text{int},\mathbf{k}} \mathbf{m}_j(t), \quad (4.40)$$

où

$$\overleftrightarrow{N}_{\text{int},k} = \sum_{\ell} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_{\ell}} \begin{pmatrix} N_{xx,\ell}^{\text{int}} & N_{xy,\ell} & N_{xz,\ell}^{\text{int}} \\ N_{xy,\ell}^{\text{int}} & N_{yy,\ell}^{\text{int}} & N_{yz,\ell}^{\text{int}} \\ N_{xz,\ell}^{\text{int}} & N_{yz,\ell}^{\text{int}} & N_{zz,\ell}^{\text{int}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} N_{xx,k}^{\text{int}} & N_{xy,k}^{\text{int}} & N_{xz,k}^{\text{int}} \\ N_{xy,k}^{\text{int}} & N_{yy,k}^{\text{int}} & N_{yz,k}^{\text{int}} \\ N_{xz,k}^{\text{int}} & N_{yz,k}^{\text{int}} & N_{zz,k}^{\text{int}} \end{pmatrix}. \quad (4.41)$$

Le fait d'écrire l'équation (4.40) comme le produit de  $\overleftrightarrow{N}_{\text{int},k}$  et de  $\mathbf{m}_j(t)$  nous permet d'écrire l'équation du mouvement, donnée par l'équation (4.36), sans terme  $\mathbf{m}_{\ell}(t)$ . Puisque l'équation (4.36) ne contient plus de terme en  $\mathbf{m}_{\ell}(t)$ , il est possible de résoudre l'équation (4.36) afin d'obtenir les modes propres du système. Pour simplifier la notation, nous allons laisser tomber l'indice  $j$  pour le restant de cette sous-section. Le contexte sera suffisamment clair pour éviter toute ambiguïté. À partir d'ici, la méthode de résolution de l'équation (4.36) est similaire à celle décrite aux sections 4.2.2 et 4.2.1. On injecte les équations (4.11), (4.12), (4.14), (4.17), et (4.40) dans l'équation du mouvement de l'aimantation, on néglige le produit des termes dynamiques et on suppose une solution harmonique pour la composante dynamique de l'aimantation. On obtient alors le système suivant, écrit en notation compacte :

$$\begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{pmatrix} \mathbf{m}(t) = \omega_M \mathbf{h}(t), \quad (4.42)$$

avec

$$A_{11} = \omega_x - i\alpha\omega_k, \quad (4.43)$$

$$A_{12} = \omega_M (N_{\text{sh},xy} + N_{xy,k}^{\text{int}}) + i\omega_k - T_1^{-1}, \quad (4.44)$$

$$A_{21} = \omega_M (N_{\text{sh},xy} + N_{xy,k}^{\text{int}}) - i\omega_k + T_1^{-1}, \quad (4.45)$$

$$A_{22} = \omega_y - i\alpha\omega_k, \quad (4.46)$$

$$\omega_x/\mu_0|\gamma| = H_z + M_s (N_{\text{sh},xx} + N_{xx,k}^{\text{int}} - N_{\text{sh},zz} - N_{\text{int},zz}) + H_{\text{anis}} \cos^2 \theta_M, \quad (4.47)$$

$$\omega_y/\mu_0|\gamma| = H_z + M_s (N_{\text{sh},yy} + N_{yy,k}^{\text{int}} - N_{\text{sh},zz} - N_{\text{int},zz}) + H_{\text{anis}} \cos 2\theta_M. \quad (4.48)$$

On rappelle que  $\omega_M = \mu_0|\gamma|M_s$ ,  $H_z$  est donné à l'équation (4.11),  $N_{\text{sh},xx}$ ,  $N_{\text{sh},yy}$  et  $N_{\text{sh},zz}$  sont donnés à l'équation (4.13),  $N_{\text{int},zz}$  est donné à l'équation (3.25),  $N_{xx,k}^{\text{int}}$  et  $N_{yy,k}^{\text{int}}$  sont donnés à l'équation (4.41), et  $H_{\text{anis}} = 2K_1/\mu_0 M_s$ .

Le cas où  $k = 0$  correspond à la situation où l'aimantation de tous les fils précesse à l'unisson ; il s'agit de la FMR. À ce moment,  $\omega_{k=0} = \omega$ ,  $N_{xx,k}^{\text{int}} = N_{\text{int},xx}$ ,  $N_{yy,k}^{\text{int}} = N_{\text{int},yy}$ , et  $N_{\text{sh},xy} = N_{xy,k}^{\text{int}} = 0$ . On peut alors inverser la matrice du membre de gauche de l'équation

(4.42) et obtenir la susceptibilité dynamique :

$$\begin{pmatrix} m_x \\ m_y \end{pmatrix} = \frac{\omega_M}{A_{11}A_{22} - A_{12}A_{21}} \begin{pmatrix} A_{22} & -A_{12} \\ -A_{21} & A_{11} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_x \\ h_y \end{pmatrix} = \overleftrightarrow{\chi}_w \mathbf{h}. \quad (4.49)$$

Une fois que  $A_{11}$ ,  $A_{12}$ ,  $A_{21}$ , et  $A_{22}$  sont remplacés dans l'équation (4.49), il est possible de constater que la susceptibilité  $\overleftrightarrow{\chi}_w$  de l'équation (4.49) est identique à celle présentée à l'équation (4.19) de la section 4.2.2, pour un cylindre, après avoir remplacé  $N_{xx,\text{sh}}$  par  $N_{xx,\text{sh}} + N_{xx,\text{int}}$ ,  $N_{yy,\text{sh}}$  par  $N_{yy,\text{sh}} + N_{xx,\text{int}}$  et  $N_{zz,\text{sh}}$  par  $N_{zz,\text{sh}} + N_{zz,\text{int}}$ . Autrement dit, les équations (4.19) à (4.33), dérivées pour le cylindre isolé, demeurent les mêmes pour le réseau de nanofils ferromagnétiques uniformément aimanté, après avoir additionné les facteurs de désaimantation inter-fils aux facteurs de désaimantation de forme. La discussion et les résultats présentés à la section 4.2.2 s'appliquent donc pour le réseau de nanofils ferromagnétiques aussi.

L'équation (4.49) décrit l'aimantation dynamique des fils en réponse à un champ magnétique externe dynamique. Le tenseur de susceptibilité de l'équation (4.49) inclut l'effet du champ externe statique et dynamique, du champ d'anisotropie statique et dynamique ainsi que des champs dipolaires statiques et dynamiques intra et inter-fils. Nous recherchons maintenant la perméabilité effective du réseau de nanofils,  $\overleftrightarrow{\mu}_{\text{eff}}$ , telle que l'induction moyenne dynamique dans le FMNWA soit donnée par

$$\mathbf{b} = \overleftrightarrow{\mu}_{\text{eff}} \mathbf{h}, \quad (4.50)$$

où  $\mathbf{h}$  est le champ externe dynamique. Pour cela, nous remplaçons le FMNWA par un matériau homogène équivalent, ayant une aimantation dynamique moyenne  $\mathbf{m}_{\text{avg}} = \overleftrightarrow{\chi}_{\text{avg}} \mathbf{h}$ , où  $\overleftrightarrow{\chi}_{\text{avg}}$  est la susceptibilité dynamique moyenne du matériau homogène, de sorte que l'induction moyenne dynamique puisse s'écrire  $\mathbf{b} = \mu_0(\mathbf{h} + \mathbf{m}_{\text{avg}}) = \mu_0(\overleftrightarrow{\mathbf{1}} + \overleftrightarrow{\chi}_{\text{avg}}) \mathbf{h}$ , où  $\overleftrightarrow{\mathbf{1}}$  est le tenseur diagonal unitaire. Comme la matrice d'alumine a une réponse magnétique faible en comparaison avec celle des nanofils, nous supposons que la susceptibilité dynamique moyenne est dominée par celle des fils, pondérée par la fraction de la surface occupée par les fils. Autrement dit, nous supposons que  $\overleftrightarrow{\chi}_{\text{avg}} \simeq P \overleftrightarrow{\chi}_w$ , où  $\overleftrightarrow{\chi}_w$  est la susceptibilité dynamique des fils, donnée par l'équation (4.49). Implicitement, ceci revient à considérer un champ dynamique suffisamment uniforme sur le FMNWA pour que chaque fil du réseau perçoive le même champ dynamique, et un FMNWA suffisamment grand pour négliger les effets de bord. Si l'on remplace  $\overleftrightarrow{\chi}_{\text{avg}}$  dans l'équation (4.50), la perméabilité effective du réseau de nanofils homogénéisé s'écrit

$$\overleftrightarrow{\mu}_{\text{eff}} = \mu_0 \left( \overleftrightarrow{1} + P \overleftrightarrow{\chi}_w \right), \quad (4.51)$$

où  $\overleftrightarrow{1}$  est le tenseur unitaire diagonal et  $\overleftrightarrow{\chi}_w$  est donné par l'équation (4.49). L'équation (4.51) donne la perméabilité effective du réseau de nanofils uniformément aimantés, en fonction du champ magnétique externe statique, de la fréquence d'excitation du champ dynamique, des paramètres géométriques du réseau ainsi que du champ d'anisotropie uniaxiale.

Pour obtenir les modes propres du système, on pose le membre de droite de l'équation (4.42) égal à zéro. Le déterminant de la matrice du membre de gauche de l'équation (4.42) égal à zéro donne alors les fréquence propres des modes non-uniformes :

$$\text{Re} \left[ \omega_x \omega_y - \omega_k^2 (1 + \alpha^2) - i\alpha \omega_k (\omega_x + \omega_y + 2T_1^{-1}) - \omega_M^2 (N_{\text{sh},xy} + N_{xy,k}^{\text{int}})^2 \right] = 0, \quad (4.52)$$

où Re indique la partie réelle du terme entre crochets. L'équation (4.52) donne la relation de dispersion du réseau de nanofils uniformément aimantés. Une discussion des modes propres pour le réseau infini de fils aimantés axialement est présentée à l'annexe G. Dans le cas du mode de résonance uniforme, lorsque  $\mathbf{k} = 0$ , nous avons  $N_{xy,k}^{\text{int}} = N_{\text{int},xy}$ ,  $N_{xx,k}^{\text{int}} = N_{\text{int},xx}$ , et  $N_{yy,k}^{\text{int}} = N_{\text{int},yy}$ , et alors la partie réelle de l'équation (4.52) égale à zéro donne, en négligeant le terme  $\alpha^2$ ,

$$\omega_0 = \sqrt{\omega_x \omega_y}. \quad (4.53)$$

On retrouve la fréquence de résonance du réseau de nanofils ferromagnétiques uniformément aimantés, donnée par la moyenne géométrique des champs de rigidité  $\omega_x$  et  $\omega_y$ .

Revenons maintenant à la condition d'équilibre de l'aimantation. Puisque l'aimantation statique s'écrit  $\mathbf{M} = M_s \hat{\mathbf{z}}$  dans le système  $xyz$ , la notation donnée à l'équation (4.2) nous permet d'écrire la condition d'équilibre de l'aimantation en notation compacte comme

$$\bar{M} \mathbf{H}_{\text{tot}} = \begin{pmatrix} 0 & -M_s & 0 \\ M_s & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} (\mathbf{H}_{\text{ext}} + \mathbf{H}_{\text{sh}} + \mathbf{H}_{\text{int}} + \mathbf{H}_{\text{anis}}) = 0. \quad (4.54)$$

Si l'on effectue le produit matriciel de l'équation (4.54), on trouve que la composante selon  $y$  du champ total doit s'annuler, ce qui s'écrit

$$H_{\text{ext}} \sin(\theta_M - \theta_H) + H_{\text{eff}} \sin \theta_M \cos \theta_M = 0, \quad (4.55)$$

où

$$\begin{aligned}
H_{\text{eff}} &= M_s (N_{\text{sh},x'x'} + N_{\text{int},x'x'} - N_{\text{sh},z'z'} - N_{\text{int},z'z'}) + H_{\text{anis}} \\
&= M_s (1 - 3N_{z'z'}) + 2K_1/\mu_0 M_s,
\end{aligned} \tag{4.56}$$

où  $N_{z'z'} = N_{\text{sh},z'z'} + N_{\text{int},z'z'}$ , avec  $2N_{x'x'} + N_{z'z'} = 1$ . L'équation (4.55) correspond à l'équation (3.16) du chapitre précédent, une fois que l'on remplace  $N_{\text{sh},x'x'}$  par  $N_{\text{sh},x'x'} + N_{\text{int},x'x'}$  et  $N_{\text{sh},z'z'}$  par  $N_{\text{sh},z'z'} + N_{\text{int},z'z'}$  dans le champ effectif. L'équation (4.55) donne la condition d'équilibre de l'aimantation des fils en fonction du champ magnétique externe, des paramètres géométriques du réseau et de l'anisotropie uniaxiale  $H_{\text{anis}}$ , lorsque le réseau est uniformément aimanté. L'équation (4.55) doit être utilisée conjointement à l'équation (4.51) pour trouver la perméabilité dynamique ou la fréquence de résonance du système. Regardons le cas particulier d'un réseau de nanofils dominé par l'effet de forme ( $H_{\text{anis}} = 0$ ), avec  $L \gg D$  et  $L \gg a$  (régime monopolaire). Dans ce cas,  $N_{\text{sh},x'x'} \rightarrow 1/2$ ,  $N_{\text{sh},z'z'} \rightarrow 0$ ,  $N_{\text{int},z'z'} \rightarrow P$  et  $N_{\text{int},x'x'} \rightarrow -P/2$ . On retrouve alors l'expression phénoménologique du champ effectif proposée par Encinas *et al.* [61], donnée par  $H_{\text{eff}} = M_s(1 - 3P)/2$ .

#### 4.4 Réseau de nanofils sous la saturation

Nous allons maintenant étendre le formalisme présenté à la section précédente aux FMN-WAs sous la saturation. Au chapitre précédent, des images de microscopie à force magnétique ont montré un comportement bistable des FMNWAs axialement aimantés. Au niveau de la réponse dynamique des FMNWAs, Carignan *et al.* ont mesuré la double résonance ferromagnétique de nanofils bistables [28], basé sur un modèle proposé par Boucher *et al.* [19]. Ces derniers ont utilisé une approche de type Maxwell-Garnett, adapté à deux populations de fils couplés via les interactions dipolaires, afin de trouver la perméabilité effective des FMN-WAs sous la saturation [19]. La double résonance a été prédite par Kou *et al.* de manière indépendante [99]. Cependant, Kou *et al.* n'ont pu mesurer les deux résonances à cause de limitations expérimentales. Peu après, De La Torre Medina *et al.* ont également mesuré la double FMR de FMNWAs [52] et ont proposé un modèle de champ moyen à deux populations pour expliquer leurs résultats expérimentaux [53]. Le modèle proposé par De La Torre Medina *et al.* peut être retrouvé à l'aide du modèle de Boucher *et al.*, en négligeant les interactions dipolaires inter-populations. Boucher *et al.* ont ensuite étendu leur modèle aux FMNWAs aimantés transversalement, sous la saturation, en utilisant deux populations de fils, et ont validé expérimentalement leur modèle [20].

Les résultats mentionnés ci-haut suggèrent de subdiviser les FMWNAs en deux populations de fils, d'aimantation  $\mathbf{M}_1(t)$  et  $\mathbf{M}_2(t)$ , arbitraires (voir figure 3.5). Nous supposons l'ai-

mantation uniforme à l'intérieur des fils. Les fils de la population 1 et 2 sont en proportion  $f_1$  et  $f_2$ , respectivement, avec la condition  $f_1 + f_2 = 1$  satisfaite. Le réseau de fils est soumis à un champ magnétique externe statique  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$  et un champ magnétique externe alternatif  $\mathbf{h}(t)$ , supposés uniforme sur tout l'échantillon. L'aimantation de chaque population possède une contribution statique et dynamique, de sorte que  $\mathbf{M}_1(t) = \mathbf{M}_{01} + \mathbf{m}_1(t)$  et  $\mathbf{M}_2(t) = \mathbf{M}_{02} + \mathbf{m}_2(t)$ , où  $\mathbf{M}_{01} \perp \mathbf{m}_1(t)$  et  $\mathbf{M}_{02} \perp \mathbf{m}_2(t)$ . Pour la contribution dynamique, nous recherchons une solution harmonique de la forme  $\mathbf{m}_1(t) = \mathbf{m}_1 \exp(-i\omega_k t)$  et  $\mathbf{m}_2(t) = \mathbf{m}_2 \exp(-i\omega_k t)$ . L'équation du mouvement de l'aimantation de la population 1 est

$$\frac{\partial \mathbf{M}_1(t)}{\partial t} = -\mu_0 |\gamma| \mathbf{M}_1(t) \times \mathbf{H}_{\text{tot},1}(t) + \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M}_1(t) \times \frac{\partial \mathbf{M}_1(t)}{\partial t} - \frac{\mathbf{m}_1(t)}{T_1}, \quad (4.57)$$

et l'équation du mouvement de l'aimantation de la population 2 est donnée par

$$\frac{\partial \mathbf{M}_2(t)}{\partial t} = -\mu_0 |\gamma| \mathbf{M}_2(t) \times \mathbf{H}_{\text{tot},2}(t) + \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M}_2(t) \times \frac{\partial \mathbf{M}_2(t)}{\partial t} - \frac{\mathbf{m}_2(t)}{T_1}, \quad (4.58)$$

où  $\mathbf{H}_{\text{tot},1,2}(t)$  est le champ total agissant sur les fils de la population 1 et 2, respectivement. Ce champ inclut le champ externe statique, le champ externe dynamique, le champ dipolaire statique et dynamique provenant de la forme des fils et le champ dipolaire statique et dynamique inter-fils de la population 1 et 2. Les paramètres d'amortissement sont supposés les mêmes pour la population 1 et 2. Les équations (4.57) et (4.58) sont couplées via le terme de champ d'interaction dipolaire dynamique inter-population (population 1 sur la population 2 et population 2 sur la population 1). Les équations (4.57) et (4.58) doivent être résolues simultanément. Puisqu'il y a deux populations de fils, la résolution des équations (4.57) et (4.58) est plus aisée dans le système de coordonnées général  $x'y'z'$ , où l'axe  $z'$  correspond à l'axe des fils.

Pour résoudre les deux équations du mouvement couplées, nous répétons la procédure décrite à la fin de la section 4.2.1 et à la section 4.2.2. On insère les champs statiques et dynamiques, donnés par les équations (4.11), (4.12), (4.14) et (4.17) et (4.37), adaptés pour chaque population, dans les équations (4.57) et (4.58). Le lecteur pourra consulter la section 3.3 pour obtenir plus de détails sur la manière de traiter le champ dipolaire produit par la population 1 et 2. Ensuite on suppose les composantes dynamiques faibles par rapport aux composantes statiques, ce qui permet de négliger le produit des termes dynamiques  $\mathbf{m}_i(t) \times \mathbf{m}_j(t)$  et  $\mathbf{m}_i(t) \times \mathbf{h}(t)$ . Le résultat de cette opération donne, en notation compacte,

$$\begin{pmatrix} \mathbf{A}_{11} & \mathbf{A}_{12} \\ \mathbf{A}_{21} & \mathbf{A}_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{m}_1(t) \\ \mathbf{m}_2(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{\bar{M}}_{01} & 0 \\ 0 & \bar{\bar{M}}_{02} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{h}(t) \\ \mathbf{h}(t) \end{pmatrix}. \quad (4.59)$$



Pour alléger le document, les différents termes de l'équation (4.59) et la procédure pour obtenir l'équation (4.59) sont présentés à l'annexe G. La matrice qui multiplie le vecteur colonne contenant  $\mathbf{m}_1(t)$  et  $\mathbf{m}_2(t)$  est une matrice  $6 \times 6$ , composée de quatre sous-matrices  $\mathbf{A}_{ij}$   $3 \times 3$ . La condition d'équilibre de l'aimantation est donnée par le produit vectoriel des termes statiques des équations (4.57) et (4.58) égal à zéro. Suivant la notation de l'équation (4.3), on obtient les conditions suivantes :

$$\bar{M}_{01} (\mathbf{H}_{\text{ext}} + \mathbf{H}_{\text{sh}} + \mathbf{H}_{\text{int},1} + \mathbf{H}_{\text{int},2} + \mathbf{H}_{\text{anis},1}) = 0, \quad (4.60)$$

$$\bar{M}_{02} (\mathbf{H}_{\text{ext}} + \mathbf{H}_{\text{sh}} + \mathbf{H}_{\text{int},2} + \mathbf{H}_{\text{int},1} + \mathbf{H}_{\text{anis},2}) = 0. \quad (4.61)$$

La résolution simultanée des équations (4.60) et (4.61) donne la position d'équilibre des aimantations statiques  $\mathbf{M}_{01}$  et  $\mathbf{M}_{02}$ . Nous avons utilisé la notation de l'équation (4.3) pour écrire  $\mathbf{M}_{01} \times = \bar{M}_{01}$  et  $\mathbf{M}_{02} \times = \bar{M}_{02}$ .

Les modes propres du système sont obtenus en posant le membre de droite de l'équation (4.59) égal à zéro, et en résolvant le déterminant de la matrice  $6 \times 6$  du membre de gauche égal à zéro. La résolution d'un tel système irait au-delà de la présente thèse. Nous nous concentrons uniquement sur le mode uniforme, où  $k = 0$ . Le mode uniforme est obtenu lorsque l'on pose  $\omega_{k=0} = \omega$  dans l'équation (4.59). En inversant la matrice  $6 \times 6$  de l'équation (4.59), on obtient, en notation compacte,

$$\begin{pmatrix} \mathbf{m}_1 \\ \mathbf{m}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{A}_{11} & \mathbf{A}_{12} \\ \mathbf{A}_{21} & \mathbf{A}_{22} \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \bar{M}_{01} & 0 \\ 0 & \bar{M}_{02} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{h} \\ \mathbf{h} \end{pmatrix} = \overleftrightarrow{\chi} \begin{pmatrix} \mathbf{h} \\ \mathbf{h} \end{pmatrix}. \quad (4.62)$$

L'équation (4.62) donne la réponse dynamique de l'aimantation  $\mathbf{m}_1$  et  $\mathbf{m}_2$  sous l'influence d'un champ dynamique externe  $\mathbf{h}$ , contenu dans le vecteur colonne  $(\mathbf{h} \ \mathbf{h})^T$ , où T indique la transposée. Le tenseur de susceptibilité généralisé  $\overleftrightarrow{\chi}$  de l'équation (4.62) est une matrice  $6 \times 6$ . En explicitant les composantes de l'équation (4.62), il est également possible d'écrire  $\mathbf{m}_1$  et  $\mathbf{m}_2$  sous la forme

$$\begin{aligned}
\mathbf{m}_1 &= \overleftrightarrow{\chi}_1 \mathbf{h} = \begin{pmatrix} \chi_{11} + \chi_{14} & \chi_{12} + \chi_{15} & \chi_{13} + \chi_{16} \\ \chi_{21} + \chi_{24} & \chi_{22} + \chi_{25} & \chi_{23} + \chi_{26} \\ \chi_{31} + \chi_{34} & \chi_{32} + \chi_{35} & \chi_{33} + \chi_{36} \end{pmatrix} \mathbf{h}, \\
\mathbf{m}_2 &= \overleftrightarrow{\chi}_2 \mathbf{h} = \begin{pmatrix} \chi_{41} + \chi_{44} & \chi_{42} + \chi_{45} & \chi_{43} + \chi_{46} \\ \chi_{51} + \chi_{54} & \chi_{52} + \chi_{55} & \chi_{53} + \chi_{56} \\ \chi_{61} + \chi_{64} & \chi_{62} + \chi_{65} & \chi_{63} + \chi_{66} \end{pmatrix} \mathbf{h},
\end{aligned} \tag{4.63}$$

où les  $\chi_{ij}$  sont les composants du tenseur de susceptibilité  $\overleftrightarrow{\chi}$  de l'équation (4.62). La perméabilité globale du FMNWA sous la saturation est obtenue en utilisant une procédure d'homogénéisation similaire à celle décrite plus haut, pour le réseau de nanofils uniformément aimantés. Nous recherchons une perméabilité effective  $\overleftrightarrow{\mu}_{\text{eff}}$  telle que l'induction moyenne dynamique soit donnée par  $\mathbf{b} = \overleftrightarrow{\mu}_{\text{eff}} \mathbf{h}$ , où  $\mathbf{h}$  est le champ externe dynamique. Nous remplaçons le FMNWA par un matériau homogène ayant une aimantation dynamique moyenne équivalente, donnée par  $\mathbf{m}_{\text{avg}} = \overleftrightarrow{\chi}_{\text{avg}} \mathbf{h}$ , où  $\overleftrightarrow{\chi}_{\text{avg}}$  est la susceptibilité dynamique moyenne. Puisque la réponse dynamique des fils est très supérieure à celle de la matrice, nous supposons que la susceptibilité moyenne est donnée par celle des fils, pondérée la fraction de la surface occupée par les fils, i.e.  $\overleftrightarrow{\chi}_{\text{avg}} \simeq P \overleftrightarrow{\chi}_{\text{w}}$ , où  $\overleftrightarrow{\chi}_{\text{w}}$  est la susceptibilité dynamique des fils. Le réseau est constitué de deux populations de fils, couplées via les interactions dipolaires inter-fils. À l'équation (4.63), nous avons obtenu la susceptibilité dynamique de chaque population, en réponse au champ externe statique et dynamique, au champ d'anisotropie ainsi qu'au champ dipolaire statique et dynamique produit par *les deux populations*. Ainsi, le couplage inter-population est déjà pris en compte dans les susceptibilités dynamique  $\overleftrightarrow{\chi}_1$  et  $\overleftrightarrow{\chi}_2$  de l'équation (4.63). En conséquence, nous approximons la susceptibilité des fils par une superposition linéaire de la susceptibilité dynamique  $\overleftrightarrow{\chi}_1$  et  $\overleftrightarrow{\chi}_2$  de chaque population, pondérée par leur fraction relative  $f_1$  et  $f_2$ , de sorte que  $\overleftrightarrow{\chi}_{\text{w}} \simeq f_1 \overleftrightarrow{\chi}_1 + f_2 \overleftrightarrow{\chi}_2$ . Les approximations utilisées ici impliquent que le champ dynamique externe soit uniforme sur le FMNWA, que les fils de chaque population perçoient un champ dynamique identique, et que les effets de bord soient négligables. Si l'on utilise le fait que  $\overleftrightarrow{\chi}_{\text{avg}} \simeq P(f_1 \overleftrightarrow{\chi}_1 + f_2 \overleftrightarrow{\chi}_2)$ , on peut écrire la perméabilité effective du réseau comme

$$\overleftrightarrow{\mu}_{\text{eff}} = \mu_0 \left[ \overleftrightarrow{1} + P (f_1 \overleftrightarrow{\chi}_1 + f_2 \overleftrightarrow{\chi}_2) \right], \tag{4.64}$$

où  $\overleftrightarrow{1} = \hat{\mathbf{x}}\hat{\mathbf{x}}' + \hat{\mathbf{y}}\hat{\mathbf{y}}' + \hat{\mathbf{z}}\hat{\mathbf{z}}'$  est le tenseur unitaire diagonal, où  $\hat{\mathbf{x}}\hat{\mathbf{x}}'$  indique la dyade de  $\hat{\mathbf{x}}$ , et  $\overleftrightarrow{\chi}_1$  et  $\overleftrightarrow{\chi}_2$  sont données à l'équation (4.63). L'équation (4.64) donne la perméabilité effective du réseau de nanofils ferromagnétiques constitué de deux populations de fils d'aimantation

$\mathbf{M}_1$  et  $\mathbf{M}_2$  arbitraires, en fonction du champ magnétique externe, des propriétés géométriques du réseau et de l'anisotropie uniaxiale  $H_{\text{anis}}$ .

La situation la plus intéressante du point de vue des dispositifs micro-ondes est celle où le champ externe statique est axial, c'est-à-dire où  $\mathbf{H}_{\text{ext}} = H_{\text{ext}}\hat{\mathbf{z}}'$ . Dans ce cas, nous supposons que l'aimantation de la population 1 s'écrit  $\mathbf{M}_1 = M_s\hat{\mathbf{z}}'$  et l'aimantation de la population 2 s'écrit  $\mathbf{M}_2 = -M_s\hat{\mathbf{z}}'$ , basé sur les résultats expérimentaux mentionnés au début de la section. La figure 4.7 montre la partie réelle et imaginaire de  $\mu_{\text{eff}}$ , correspondant à la partie diagonale de  $\overleftrightarrow{\mu}_{\text{eff}}$  donnée par  $\mu_{\text{eff}}\hat{\mathbf{x}}'\hat{\mathbf{x}}'$  de l'équation (4.64). La valeur de  $\mu_{\text{eff}}$  est calculée à la saturation, où  $f_1 = 1$  et  $f_2 = 0$  [figure 4.7(a)], et à la coercivité, où  $f_1 = 0.5$  et  $f_2 = 0.5$  [figure 4.7(b)], avec  $K_1 = K_2 = 0$ . Les paramètres utilisés pour le calcul sont indiqués dans la légende de la figure. L'équation (27) de Boucher *et al.* [19] a également été tracée pour fins de comparaison.

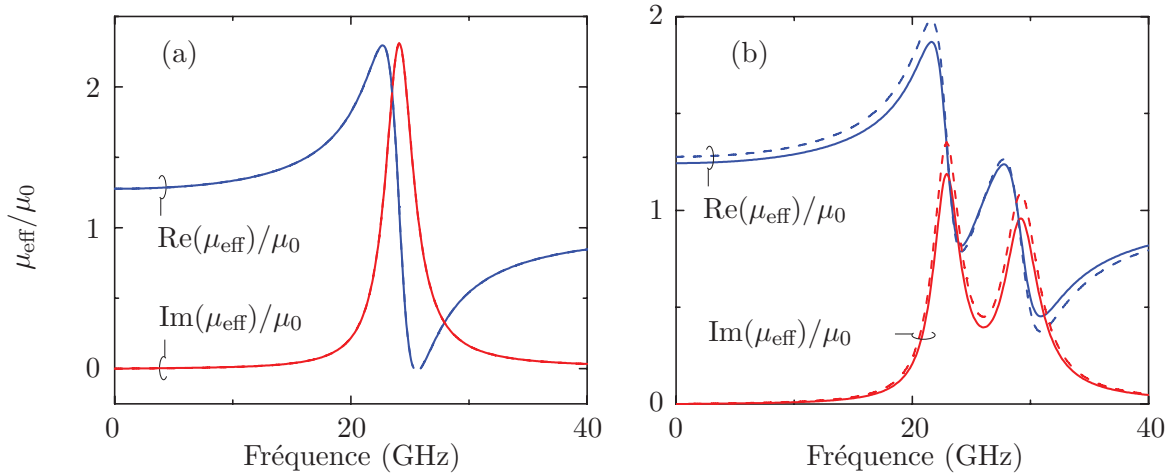


Figure 4.7 Composante diagonale  $\mu_{\text{eff}}$  de la perméabilité dynamique d'un réseau de nanofils aimantés axialement, sous la saturation, en fonction de la fréquence micro-onde d'excitation. L'équation (4.64) est résolue numériquement (courbes pleines), et comparée à l'équation (27) de Boucher *et al.* [19] (courbes tiretées), pour deux valeurs de champ externe statique  $H_{\text{ext}}$ . (a)  $H_{\text{ext}} = 2000$  Oe,  $f_1 = 1$ ,  $f_2 = 0$  (saturation). Note : les courbes pleines et tiretées sont superposées, et ne peuvent être distinguées. (b)  $H_{\text{ext}} = -1000$  Oe,  $f_1 = 0.5$ ,  $f_2 = 0.5$  (coercivité). Pour les calculs, les paramètres de [19] ont été utilisés :  $M_s = 1400$  kA/m,  $\alpha = 0.06$ ,  $T_1^{-1} = 0$ ,  $g = 2.26$ ,  $P = 0.12$ . Note :  $1$  Oe  $= 1000/4\pi \simeq 80$  A m $^{-1}$ .

La figure 4.7(a) montre une concordance entre le modèle présenté ici et le modèle de Boucher *et al.* dans le cas où le réseau est saturé. Cette situation correspond au cas où tous les fils ont une aimantation dans la direction  $+z'$ . Le pic est attribué à la résonance uniforme, où l'aimantation des fils précède à l'unisson. La figure 4.7(b) correspond à une situation où la moitié des fils ont une aimantation  $M_s\hat{\mathbf{z}}'$ , et l'autre moitié ont une aimantation  $-M_s\hat{\mathbf{z}}'$ , de sorte que l'aimantation axiale nette est nulle. Deux pics de résonance sont identifiables sur le graphe. Le pic à plus basse fréquence correspond à un mode où les fils d'aimantation

$M_s \hat{\mathbf{z}}'$  entrent en résonance, alors que le pic à plus haute fréquence correspond à un mode où les fils d'aimantation  $-M_s \hat{\mathbf{z}}'$  entrent en résonance. La raison est que le champ externe statique est orienté selon  $-\hat{\mathbf{z}}'$ , donc opposé aux fils d'aimantation  $M_s \hat{\mathbf{z}}'$  et favorable aux fils d'aimantation  $-M_s \hat{\mathbf{z}}'$ . Ici, l'interaction dipolaire statique est en moyenne nulle puisque  $f_1 = f_2 = 0.5$  (autant de fils dans la direction  $+\hat{\mathbf{z}}'$  que  $-\hat{\mathbf{z}}'$ ). Si nous avons choisi une situation telle que  $f_1 > f_2$ , il y aurait davantage de fils d'aimantation  $M_s \hat{\mathbf{z}}'$  que  $-M_s \hat{\mathbf{z}}'$ , ce qui aurait pour effet de générer un champ dipolaire statique moyen selon la direction  $-\hat{\mathbf{z}}'$ . À ce moment, les fils d'aimantation  $M_s \hat{\mathbf{z}}'$  subiraient un champ dipolaire statique opposé à leur aimantation et les fils d'aimantation  $-M_s \hat{\mathbf{z}}'$  subiraient un champ dipolaire statique selon leur aimantation. Si nous avons choisi  $f_1 < f_2$ , il y aurait davantage de fils d'aimantation  $-M_s \hat{\mathbf{z}}'$  que  $+M_s \hat{\mathbf{z}}'$ , et alors le champ dipolaire statique moyen serait selon  $\hat{\mathbf{z}}'$ . Les fils d'aimantation  $M_s \hat{\mathbf{z}}'$  subiraient un champ dipolaire statique selon leur aimantation et les fils d'aimantation  $-M_s \hat{\mathbf{z}}'$  subiraient un champ dipolaire statique opposé à leur aimantation.

La figure 4.7(b) montre un accord général entre notre modèle et celui de Boucher *et al.* Nous attribuons la faible différence entre les deux modèles à la manière de traiter les champs dynamiques. Ici, nous avons calculé la susceptibilité dynamique de chaque population de fil, incluant le couplage dipolaire dynamique inter-population, puis nous avons utilisé une superposition linéaire des susceptibilités dynamiques de chaque population de fil, pondérée par leur fraction relative, pour obtenir la perméabilité moyenne du matériau homogène. Boucher *et al.* ont plutôt utilisé une procédure d'homogénéisation de type Maxwell-Garnett adaptée à deux types d'inclusion. Ces derniers ont exprimé le champ magnétique moyen et l'induction moyenne en fonction du champ local *a priori* inconnu, de la susceptibilité des fils dans le champ local et des paramètres géométriques du réseau, et obtiennent la perméabilité effective du réseau. Les deux approches tiennent compte des champs statiques et dynamiques, mais de manière différente. Au final, la différence entre les deux approches est faible, comme le montre la figure 4.7(b).

## 4.5 Résumé du chapitre

Le présent chapitre a été voué à la réponse dynamique des réseaux de nanofils ferromagnétiques. Nous avons abordé le cas d'un fil isolé à la section 4.2, où nous avons retenu une équation du mouvement à deux paramètres d'amortissement phénoménologiques : un paramètre qui conserve le module de l'aimantation et un paramètre qui ne conserve pas le module de l'aimantation. Ensuite, la susceptibilité dynamique d'un cylindre isolé a été dérivée à la section 4.2.2, en supposant l'aimantation uniforme à l'intérieur des fils. Nous avons obtenu une relation permettant de calculer la résonance ferromagnétique, et nous avons

vu l'influence des paramètres d'amortissement phénoménologiques sur l'élargissement de la résonance. Nous avons également associé certains mécanismes de relaxation de l'aimantation aux paramètres d'amortissement phénoménologiques.

La dynamique de l'aimantation des FMNWAs uniformément aimantés a été abordée à la section 4.3. L'équation du mouvement de l'aimantation a été posée, et la perméabilité effective du réseau a été obtenue, suivant quelques hypothèses simplificatrices. Il a été vu que la susceptibilité dynamique des FMNWAs est la même que celle du cylindre isolé, après avoir additionné le facteur de désaimantation provenant des interactions dipolaires inter-fils au facteur de désaimantation dû la forme des fils. Ensuite, une expression a été dérivée pour calculer les modes propres du FMNWA, en supposant un milieu infini.

La dynamique de l'aimantation des FMNWAs sous la saturation a été traitée à la section 4.4. Les équations du mouvement de l'aimantation pour deux populations de fils couplés ont été résolues afin d'obtenir la perméabilité effective du FMNWA sous la saturation, pour des directions arbitraires d'aimantation et de champ magnétique statique. Un bon accord a été obtenu entre le modèle dérivé ici et le modèle de Boucher *et al.* [19], pour des FMNWAs aimantés axialement. À une étape ultérieure, il serait possible de calculer les relations de dispersion des FMNWAs sous la saturation.

Au chapitre suivant, nous utiliserons le modèle dérivé ici afin d'extraire le champ effectif et l'élargissement de la résonance des FMNWAs. Le modèle sera confronté aux résultats expérimentaux au chapitre 6.

## CHAPITRE 5

### TECHNIQUES EXPÉRIMENTALES

#### 5.1 Introduction

Au chapitre 2, nous avons abordé la fabrication des réseaux de nanofils ferromagnétiques (FMNWAs, pour *ferromagnetic nanowire arrays*) par électrodéposition à l'intérieur de membranes nanoporeuses d'alumine. Aux chapitres 3 et 4 nous avons étudié la réponse quasi-statique et dynamique des FMNWAs. Au cours du présent chapitre, nous discuterons des techniques expérimentales utilisées pour la caractérisation des FMNWAs.

Il existe plusieurs techniques de caractérisation de matériaux magnétiques. Quelques techniques de caractérisation sont discutées dans [50] ou [104]. Au cours du présent chapitre, nous aborderons la technique de magnétométrie à échantillon vibrant (VSM, pour *vibrating sample magnetometry*) et la technique de résonance ferromagnétique (FMR, pour *ferromagnetic resonance*). La technique de magnétométrie VSM est présentée à la section 5.2. Nous établirons une procédure pour extraire certaines propriétés magnétiques des FMNWAs à l'aide des courbes d'hystérésis axiales et transverses. La technique de caractérisation par FMR est discutée à la section 5.3. Nous établirons une procédure pour extraire certaines propriétés magnétiques des FMNWAs à l'aide de mesures angulaires ou de mesures fréquentielles.

Nous rappelons que le système d'unités international (SI) est privilégié au cours de la thèse, mais qu'à plusieurs endroits, nous utiliserons le système d'unités CGS, juxtaposé de la valeur en système SI. Par exemple, pour l'aimantation à saturation, nous indiquerons  $M_s = 460 \text{ emu cm}^{-3}$  ( $460 \text{ kA m}^{-1}$ ). La conversion du système CGS vers le système SI est la suivante : pour le champ magnétique,  $1 \text{ Oe} = 1000/4\pi \simeq 80 \text{ A m}^{-1}$  ; pour l'aimantation,  $1 \text{ emu cm}^{-3} = 10^3 \text{ A m}^{-1}$  ; pour le moment magnétique,  $1 \text{ emu} = 10^{-3} \text{ A m}^2$  ; pour l'induction magnétique,  $1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$ .

#### 5.2 Magnétométrie quasi-statique

Le principe de fonctionnement du VSM est représenté schématiquement à la figure 5.1. Un échantillon de petite taille, traité comme un dipôle ponctuel de moment magnétique  $\mathbf{m}$ , est positionné sur une tige de verre, et oscille à vitesse  $v(t) = v_0 \sin \omega t$ , où  $\omega/2\pi$  est la fréquence d'oscillation, dans une direction transverse à celle du champ magnétique externe statique  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$  produit par un électroaimant. Le dipôle produit un champ magnétique dipolaire sur les bobines de détection. Comme le dipôle oscille à une vitesse  $v(t) = v_0 \sin \omega t$ , le champ

dipolaire sur les bobines varie aussi en  $\sin \omega t$ . La variation temporelle du flux magnétique sur les bobines produit une force électromotrice  $V(t)$ , proportionnelle à la projection du moment magnétique dans la direction du champ externe statique. Si le champ magnétique externe statique est balayé de la saturation positive à la saturation négative, on obtient la courbe d'hystérésis de l'échantillon.

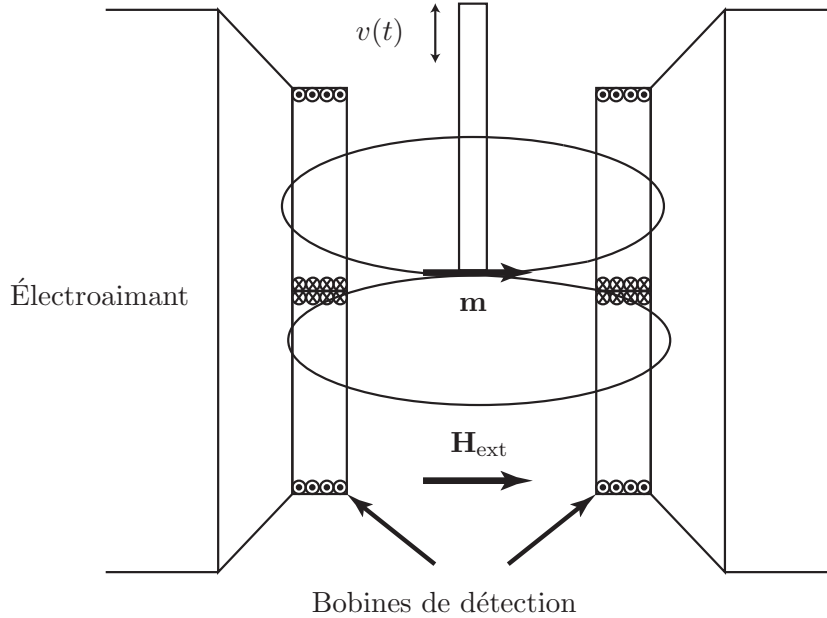


Figure 5.1 Représentation schématique du principe de fonctionnement d'un VSM. Un dipôle magnétique  $\mathbf{m}$ , positionné sur une tige, oscille à vitesse  $v(t)$  dans une direction transverse au champ magnétique externe statique  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$  produit par un électroaimant. Le dipôle induit une force électromotrice  $V(t)$  aux bornes de deux paires de bobines de détection branchées en série.

On remarque à la figure 5.1 que les bobines du haut sont branchées en sens contraire des bobines du bas, car la tension générée par l'échantillon est de signe contraire pour les bobines du haut et du bas [45]. En effet, lorsque l'échantillon monte, le flux magnétique augmente pour les bobines du haut et diminue pour les bobines du bas, et *vice versa* lorsque l'échantillon descend.

Une représentation schématique du VSM utilisé pour les mesures quasi-statiques est montrée à la figure 5.2. Le VSM est un appareil commercial, de la compagnie ADE Technologies, maintenant une division de la compagnie Microsense. Un échantillon de taille généralement inférieure à 5 mm par 5 mm est placé sur une tige de pyrex, à l'aide d'un ruban double-face 3M. La tige de verre est maintenue en place grâce à un bras d'aluminium, attaché à une tête de vibration, constituée d'une membrane de vibration d'un haut-parleur. Un moteur, solidaire de la tête de vibration, permet une rotation contrôlée de la



tige. Un amplificateur à détection synchrone (*lock-in amplifier*) de Stanford Research Systems modèle SR830 génère un signal sinusoïdal à 75 Hz, amplifié par un amplificateur audio Crest Performance modèle CPX 900, afin de faire vibrer la membrane de l'haut-parleur, et donc l'échantillon. L'échantillon baigne dans un champ magnétique statique produit par un électroaimant GMW modèle 3473-70 0-2T, alimenté par une source de courant PowerTen 160V-60A. L'amplitude du champ magnétique est mesurée par une sonde à effet Hall F.W. Bell 1X, et détectée à l'aide d'un gaussmètre conçu par la compagnie ADE Technologies. La sonde est généralement calibrée à l'aide d'une chambre à zéro tesla et d'un aimant permanent, de Magnetic Instrumentation, produisant un champ magnétique statique de  $1002 \pm 5$  G ( $100.2 \pm 0.5$  mT). Le moment magnétique de l'échantillon produit une force électromotrice aux bornes des bobines de détection à une fréquence de 75 Hz. La tension générée aux bornes des bobines est détectée par l'amplificateur à détection synchrone. Ce dernier rejette les signaux de fréquence différente à 75 Hz, avec un très grand facteur de qualité. La tension amplifiée est moyennée puis acheminée à un logiciel de contrôle conçu par ADE Technologies, et traduite en moment magnétique, à l'aide d'un facteur de correction. Un disque de calibration de nickel de  $54.78 \pm 0.15$  emu/g ( $54.78 \pm 0.15$  A m<sup>2</sup>/kg),  $32 \times 10^{-3}$  g,  $1.753$  emu ( $1.753 \times 10^{-3}$  A m<sup>2</sup>), 6 mm de diamètre, 0.127 mm d'épaisseur du NIST (*National Institute of Standards and Technology, Standard Reference Material*® 762), est utilisé pour calibrer la tension. En général, il est suffisant de moyenner dix fois le moment magnétique mesuré, car les échantillons à l'étude ont un moment magnétique supérieur à  $1 \times 10^{-3}$  emu ( $1 \times 10^{-6}$  A m<sup>2</sup>), alors que le seuil de détection de l'appareil est de l'ordre de  $5 \times 10^{-6}$  emu ( $5 \times 10^{-9}$  A m<sup>2</sup>) ou moins pour 10 moyennes. Toutes les mesures ont été effectuées à température ambiante (entre 15 et 20°C dans l'entrefer de l'électroaimant). La réalisation d'une courbe d'hystérésis est typiquement de 30 à 60 minutes.

La dimension des FMNWAs mesurés par VSM varie typiquement de 2 mm par 2 mm jusqu'à 5 mm par 5 mm. Les échantillons mesurés au VSM sont de forme quasi-rectangulaire. Les arêtes sont parfois arrondies, puisque les membranes d'alumine obtenues selon le premier procédé de fabrication ne clivent pas selon un plan cristallin précis (voir section 2.3). Des mesures répétées sur plusieurs échantillons indiquent que la forme des échantillons n'influence pas les résultats expérimentaux. À noter que les membranes d'alumine fabriquées selon le deuxième procédé d'anodisation (voir section 2.3) se fracturent de manière plus franche en comparaison avec les membranes d'alumine fabriquées selon le premier procédé d'anodisation.

Les FMNWAs sont constitués de nanofils ferromagnétiques électrodéposés dans une membrane d'alumine, revêtue d'une couche mince de 10 nm de titane et de 1 micron d'or (voir section 2.3). La membrane d'alumine et les couches métalliques, dépourvues de nanofils, génèrent un signal diamagnétique de l'ordre de 5 à  $20 \times 10^{-6}$  emu (5 à  $20 \times 10^{-9}$  A m<sup>2</sup>) à

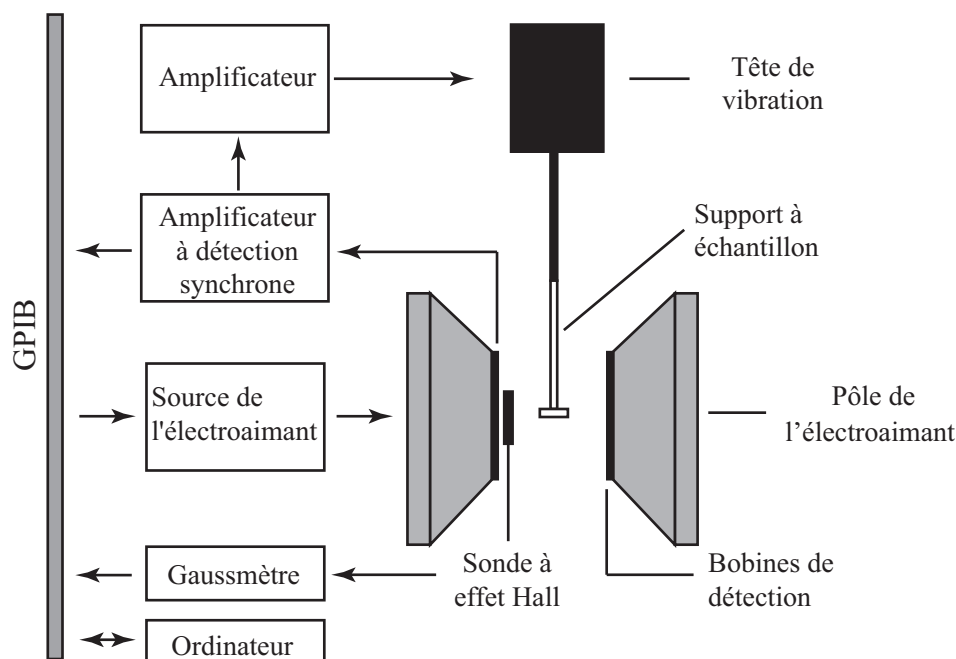


Figure 5.2 Représentation schématique du magnétomètre à échantillon vibrant utilisé pour les mesures des courbes d'hystérésis.

un champ de 1 T, faible en comparaison avec le signal ferromagnétique des fils, de l'ordre de  $10$  à  $100 \times 10^{-3}$  emu ( $10$  à  $100 \times 10^{-6}$  A m<sup>2</sup>), selon les échantillons. Les tiges de verre génèrent un signal diamagnétique de l'ordre de  $10$  à  $500 \times 10^{-6}$  emu ( $10$  à  $500 \times 10^{-9}$  A m<sup>2</sup>) à un champ de 1 T, selon la tige utilisée. Ainsi, lorsque les FMNWAs sont mesurés au VSM, un signal diamagnétique est superposé au signal ferromagnétique des fils. Le signal de la tige ou une régression linéaire du signal diamagnétique à haut champ est soustrait au signal de l'échantillon, puis la courbe d'hystérésis est normalisée par la valeur à la saturation. Le lecteur trouvera une discussion approfondie du signal des tiges et la possibilité d'annuler le signal d'une tige dans [30] et [33], dans les références mentionnées dans ces articles ainsi qu'à l'annexe H.

Nous sommes particulièrement intéressés aux courbes d'hystérésis axiales et transverses aux fils, afin d'extraire la coercivité, le champ effectif, les constantes d'anisotropie, etc. Les courbes d'hystérésis sont mesurées à l'aide de tiges transverse ou perpendiculaire (voir annexe H). Les tiges transverses permettent de mesurer la courbe d'hystérésis transverse aux fils (ou parallèle au plan de la couche, dans le cas d'une couche mince). Les tiges perpendiculaires permettent de mesurer la courbe d'hystérésis axiale ou transverse aux fils (dans le plan ou hors plan dans le cas d'une couche mince), selon l'orientation de la tige par rapport au champ externe. Il est donc idéal de mesurer les courbes d'hystérésis axiales et transverses

d'un FMNWA avec une tige perpendiculaire et transverse, respectivement. En pratique on peut aussi mesurer toutes les courbes d'hystérésis avec les tiges perpendiculaires. Le positionnement initial de l'échantillon se fait par inspection visuelle. Les courbes d'hystérésis selon un axe facile ou un plan facile ne sont pas affectées significativement par un tel alignement. Ceci est moins vrai pour une mesure selon un axe difficile ou un plan difficile, c'est-à-dire une direction défavorable pour l'aimantation. À ce moment, il est préférable de mesurer la courbe d'hystérésis pour quelques angles autour de la position initiale, et retenir la courbe d'hystérésis dont la susceptibilité apparente est la plus faible, ou encore mieux effectuer une régression angulaire de la susceptibilité apparente (voir annexe H).

La figure 5.3 montre une courbe d'hystérésis typique d'un FMNWA de Ni de 40 et 20 nm de diamètre. Les paramètres géométriques sont indiqués dans la légende de la figure.

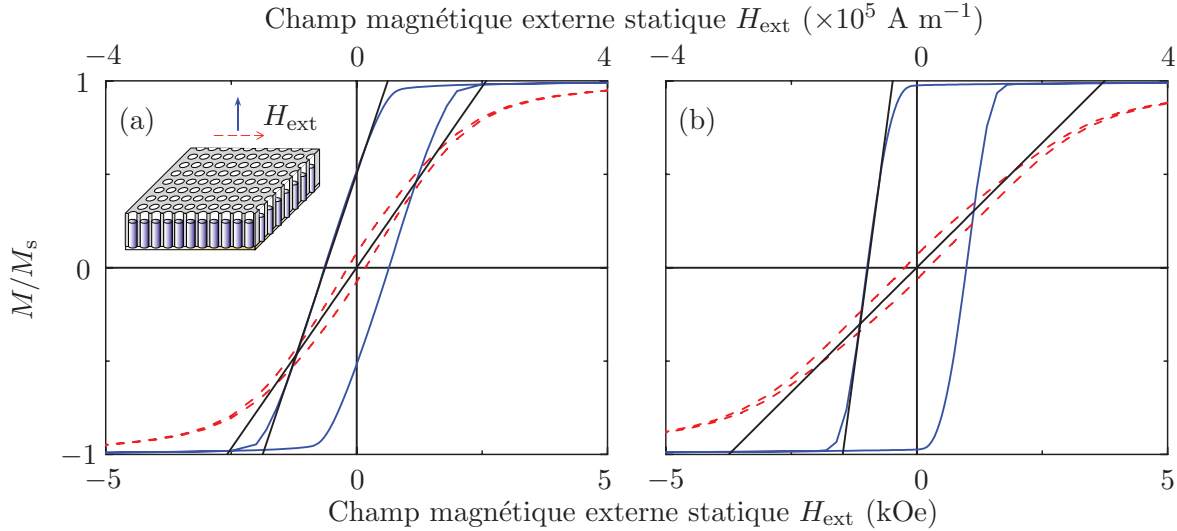


Figure 5.3 Réponse quasi-statique typique d'un réseau de nanofils de Ni, mesurée à l'aide d'un VSM, et pente de la courbe obtenue selon une régression linéaire de la branche gauche de la courbe d'hystérésis. (a) Ni, 40 nm de diamètre, 110 nm de distance inter-fils, 15 microns de longueur. Les courbes de régression sont  $M_{\parallel}/M_s = (H_{\text{ext}} + 625)/1246$  et  $M_{\perp}/M_s = H_{\text{ext}}/2582$ , où  $H_{\text{ext}}$  est en Oe, avec un coefficient de régression sur la pente de 0.9996 et 0.9987, respectivement. (b) Ni, 20 nm de diamètre, 60 nm de distance inter-fils, 10 microns de longueur. Les courbes de régression sont  $M_{\parallel}/M_s = (H_{\text{ext}} + 975)/499$  et  $M_{\perp}/M_s = H_{\text{ext}}/3747$ , où  $H_{\text{ext}}$  est en Oe, avec un coefficient de régression sur la pente de 0.9996 et 0.9998, respectivement. Note :  $1 \text{ Oe} = 1000/4\pi \simeq 80 \text{ A m}^{-1}$ .

La coercivité de la courbe d'aimantation axiale est utilisée pour obtenir la constante d'anisotropie  $K$ . Selon notre modèle de la réponse quasi-statique des réseaux de nanofils ferromagnétiques,  $H_c = 2K/\mu_0 M_s - N_{\text{sh},zz} M_s$ , où  $N_{\text{sh},zz}$  est le facteur de désaimantation de forme, donné par l'équation (C.1) [voir équation (3.44) pour  $H_c$ , ainsi que les hypothèses

utilisées dans la dérivation de cette équation]. On calcule le facteur de désaimantation interfils  $N_{\text{int},zz}$  à l'aide de l'inverse de la susceptibilité apparente axiale normalisée  $\chi_{\parallel}$ , en utilisant le fait que  $\chi_{\parallel}^{-1} = M_s N_{\text{int},zz}$  [voir équation (3.44)]. La différence de l'inverse des susceptibilités apparentes transverse et axiale normalisées donne le champ effectif d'anisotropie  $H_{\text{eff}}$ . Nous avons, à l'aide de l'équation (3.48),  $H_{\text{eff}} = \chi_{\perp}^{-1} - \chi_{\parallel}^{-1} = 0.5M_s(1 - 3N_{zz}) + H_K$ , où  $N_{zz} = N_{\text{int},zz} + N_{\text{sh},zz}$ , et  $N_{\text{sh},zz}$  est le facteur de désaimantation de forme, donné par l'équation (C.1), et  $H_K = 2K/\mu_0 M_s$ . À l'aide de ces équations, nous pouvons extraire  $H_{\text{eff}}$ ,  $N_{\text{int},zz}$ , et  $K$  par magnéto-métrie VSM.

Les susceptibilités apparentes  $\chi_{\parallel}$  et  $\chi_{\perp}$  sont extraites à partir de la branche gauche de la courbe d'hystérésis, en conservant les points qui permettent d'obtenir un coefficient de détermination  $R^2 > 0.99$  pour la droite de régression. L'influence du nombre de points sur la pente de régression est vérifiée en augmentant le nombre de points jusqu'à ce que  $R^2 \leq 0.98$ . La variation de la pente en % nous donne une indication de la sensibilité de la pente extraite, par pourcentage de variation du coefficient de détermination. Nous obtenons, en moyenne, une variabilité de l'ordre de 5% sur la pente par pourcentage de variation du coefficient de détermination.

L'aimantation à saturation du Ni et du CoFeB est extraite à l'aide de la méthode des susceptibilités apparentes appliquées à des couches minces électrodéposées sur des couches d'or. La procédure est résumée à l'annexe H.

## 5.3 Mesures hautes fréquences

### 5.3.1 Mesures par cavité résonante

La figure 5.4 montre une représentation schématique du spectromètre de résonance ferromagnétique pour les mesures par cavité résonante. Nous présentons la description générale de l'appareil. Pour obtenir plus de détails sur l'appareil de mesure, le lecteur est invité à consulter la thèse de doctorat de Christian Lacroix [107].

Un analyseur de réseau vectoriel Agilent PNA-L N5230A 0.01-40 GHz est utilisé comme source micro-onde et détecteur. L'onde électromagnétique est guidée à l'aide de câbles coaxiaux (0-40 GHz) jusqu'à un guide d'onde. Une transition câble coaxial/guide d'onde assure la transition entre le câble coaxial et le guide d'onde. Le guide d'onde achemine l'onde jusqu'à une cavité cylindrique opérant en mode  $\text{TE}_{011}$ . Des cavités cylindriques dont la fréquence d'opération est de 17, 24, 31 ou 38 GHz sont utilisées pour la mesure. Les cavités sont machinées à partir de laiton, et électroplaquées d'une couche d'or de quelques microns d'épaisseur. La puissance du signal micro-onde est typiquement de l'ordre de  $-15$  dBm (0.0316 mW) à  $-10$  dBm (0.1 mW). L'échantillon est positionné au bas d'une tige de

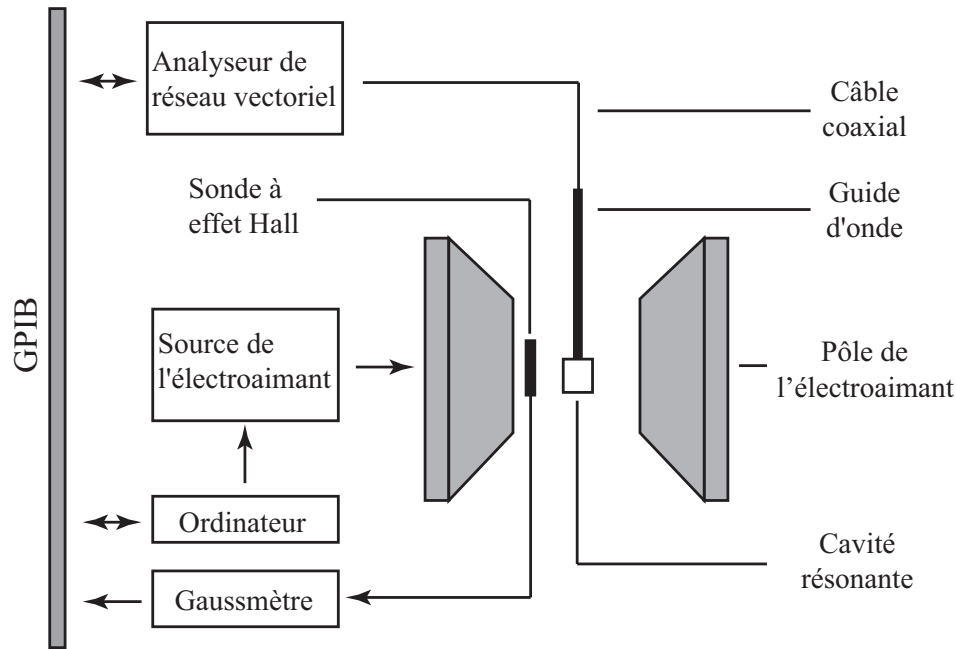


Figure 5.4 Représentation schématique (vue de dessus) du spectromètre de résonance ferro-magnétique utilisé pour les mesures FMR par cavité résonante.

quartz hémicylindrique à l'aide d'un ruban double face 3M. La tige est fixée à l'intérieur de la cavité de telle sorte que l'échantillon soit positionné au centre de la cavité, à la position du maximum de champ magnétique du mode  $TE_{011}$  (voir figure 5.5). Un moteur, fixé sur le dessus de la cavité, permet de varier la position angulaire de l'échantillon par rapport au champ magnétique externe statique. Le champ statique est produit par un électroaimant 0-2T JM de Japan Electron Optics Laboratory, alimenté par une source de courant Walker Scientific 65V-130A. Le champ magnétique est mesuré à l'aide d'une sonde à effet Hall F.W. Bell 1X d'un gaussmètre F.W. Bell 9900 series, puis enregistré par un logiciel d'acquisition de données, programmé en Labview, par Christian Lacroix [107].

L'échantillon est de l'ordre de 1 mm par 1 mm à 2 mm par 2 mm. L'échantillon est de faible taille afin d'éviter de trop perturber la cavité, et de s'assurer que le champ magnétique micro-onde externe est le plus uniforme possible sur la surface de l'échantillon. Nous n'avons pas remarqué de différence significative de l'effet de la taille de l'échantillon sur les résultats expérimentaux. Les mesures sont effectuées à température ambiante, aux alentours de 15°C entre les pôles de l'électroaimant. Le champ externe statique est balayé de 20 kOe ( $H_{\text{ext}} = 12 \times 10^5 \text{ A m}^{-1}$ ) à 0 Oe, par pas de 50 Oe ( $4 \text{ kA m}^{-1}$ ). À chaque pas de champ magnétique statique externe, le coefficient de réflexion est obtenu, et la position minimale (amplitude et fréquence) de la courbe est enregistrée. Lorsque l'échantillon perturbe faiblement la cavité, il peut être montré qu'un graphe du minimum du coefficient de réflexion en fonction du champ

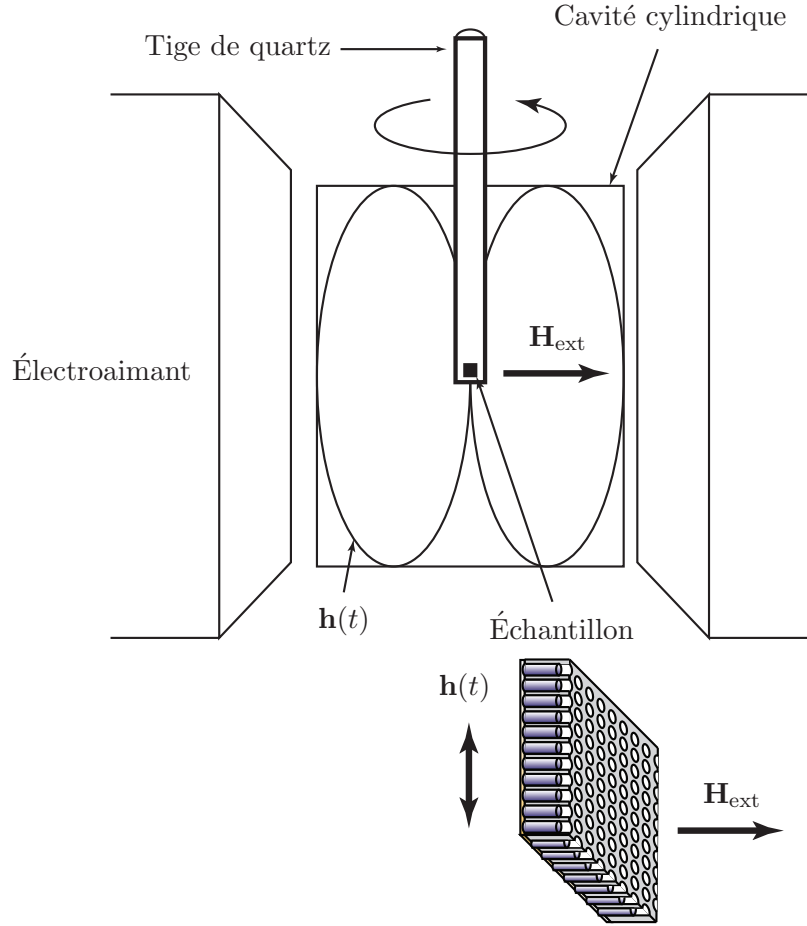


Figure 5.5 Représentation schématique du positionnement de l'échantillon dans la cavité résonante pour la mesure de résonance ferromagnétique. L'échantillon est fixé sur une tige de quartz hémicylindrique, et positionné au centre de la cavité. Une coupe sagittale de la cavité montre les lignes de champ alternatif micro-onde  $h(t)$ . Le champ dynamique  $h(t)$  est transverse à l'axe des fils et transverse au champ magnétique externe statique  $H_{ext}$  produit par l'électroaimant.

magnétique externe statique est proportionnel à la partie imaginaire de la susceptibilité dynamique de l'échantillon, alors qu'un graphe de la fréquence de la cavité en fonction du champ magnétique externe statique est proportionnel à la partie réelle de la susceptibilité dynamique de l'échantillon [107],[140]. Le maximum de la courbe coefficient de réflexion versus champ magnétique externe statique correspond à la résonance ferromagnétique. La position de la FMR et la pleine largeur à mi-hauteur de résonance est enregistrée en fonction de l'angle entre le champ magnétique statique et l'axe des fils. Une mesure angulaire de FMR par pas de 5 degrés, sur 200 degrés, a une durée d'environ 10h.

La figure 5.6 montre des spectres FMR typiques de nanofils de Ni et de CoFeB. Les

paramètres géométriques sont indiqués dans la légende de la figure. La courbe a été décalée vers le bas de sorte que le minimum de la courbe, loin de la FMR, soit égal à 0. Le maximum de la courbe a ensuite été normalisé à 1. Les courbes FMR présentent un pic principal, attribué à la résonance uniforme, et un (rarement deux) pics additionnels. L'origine des pics additionnels est discutée au chapitre suivant. Le pic de résonance de faible amplitude, situé à environ 16 kOe ( $H_{\text{ext}} = 12.8 \times 10^5 \text{ A m}^{-1}$ ) de la figure 5.6(c) et (d), correspond au pic de la cavité sans échantillon, dû aux impuretés présentes dans la couche d'or électroplaquée. Le pic principal de la figure 5.6(d), à environ 10 kOe ( $H_{\text{ext}} = 8 \times 10^5 \text{ A m}^{-1}$ ), correspond à la résonance uniforme des fils aimantés transversalement, alors que le pic évasé à champ externe statique nul correspond au second pic de résonance des FMNWAs aimantés transversalement, sous la saturation, tel que discuté par Boucher *et al.* [20].

Un programme de traitement de données est utilisé pour extraire les informations des spectres de FMR. Une Lorentzienne à un ou deux pics, donnée par l'équation (4.27), est superposée aux données expérimentales en minimisant l'écart quadratique moyen  $\sum (y_{\text{Lor}} - y_{\text{exp}})^2$ , où  $y_{\text{exp}}$  est le point expérimental de la courbe associé à un champ statique,  $y_{\text{Lor}}$  est le point généré par la ou les Lorentziennes, et la somme est effectuée sur tous les points expérimentaux. On extrait ensuite le champ de résonance  $H_0$  et la largeur à mi-hauteur  $\Delta H$  des Lorentziennes. On répète cette opération afin d'obtenir la dépendance angulaire des champs de résonances et des largeurs à mi-hauteur.

La figure 5.7 montre la dépendance angulaire typique du champ de résonance  $H_0$  et de  $\Delta H$ . Les paramètres géométriques sont indiqués dans la légende de la figure. La courbe de  $H_0$  versus  $\theta_H$  est en forme de cloche, ce qui indique un axe facile le long de l'axe des fils (voir section 4.2.2). Pour extraire le champ effectif, nous utilisons l'algorithme itératif suivant :

1. Nous attribuons une valeur initiale du facteur de Landé  $g$  égale à 2.2, soit une valeur typique pour les matériaux magnétiques.
2. Nous attribuons une valeur initiale pour le champ effectif  $H_{\text{eff}}$  de l'ordre de la moitié de l'amplitude de la courbe (différence entre le maximum de  $H_0$  et le minimum de  $H_0$ , de la courbe  $H_0$  versus  $\theta_H$ ).
3. Pour un angle du champ externe statique  $\theta_H$  donné,  $H_{\text{eff}}$  est inséré dans l'équation (4.55), pour obtenir la position d'équilibre de l'aimantation  $\theta_M$ . L'équation (4.55) est résolue numériquement, en utilisant  $\theta_M = \theta_H$  comme condition initiale.
4. Le champ effectif  $H_{\text{eff}}$ , le facteur de Landé  $g$ , l'angle du champ magnétique externe statique  $\theta_H$  et la position d'équilibre statique de l'aimantation  $\theta_M$  sont utilisés pour calculer le champ de résonance théorique  $H_{0,\text{th}}$ , à l'aide de l'équation (4.31).
5. Le champ de résonance théorique  $H_{0,\text{th}}$  est comparé au champ de résonance expérimental

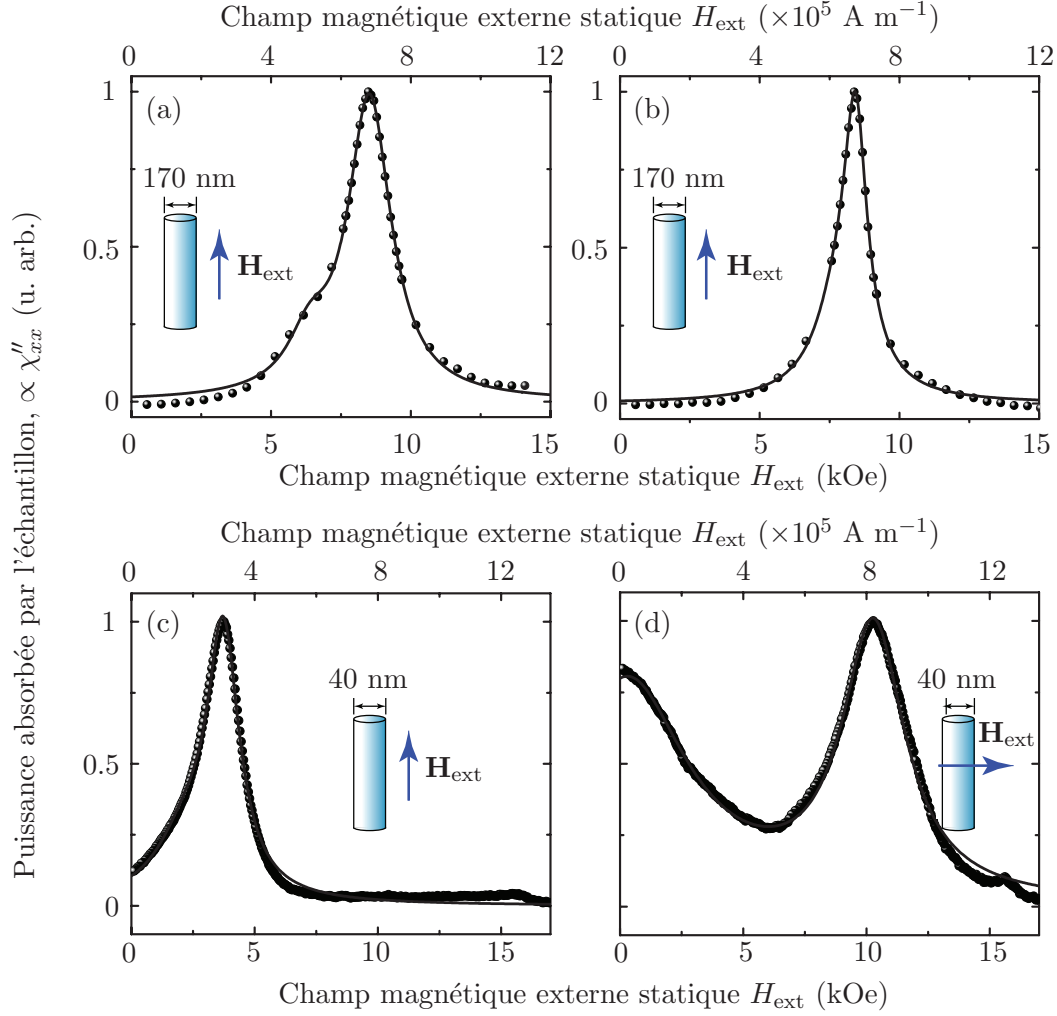


Figure 5.6 Spectres FMR typiques de réseaux de nanofils ferromagnétiques obtenus à l'aide d'une cavité résonante à 31 GHz (a),(b) et 24 GHz (c),(d). La puissance micro-onde absorbée par l'échantillon est montrée en fonction du champ magnétique externe statique  $H_{\text{ext}}$ . Les courbes pleines correspondent à une régression des points expérimentaux à l'aide d'une ou deux Lorentziennes, données par l'équation (4.27). (a) Nanofils de Ni, 15  $\mu\text{m}$  de longueur, 170 nm de diamètre, et espacés de 330 nm (NiM, tableau 6.2). (b) Nanofils de CoFeB, 6  $\mu\text{m}$  de longueur, 170 nm de diamètre, et espacés de 330 nm (CoFeB 6, tableau 6.2). (c) Nanofils de CoFeB aimantés axialement, 50  $\mu\text{m}$  de longueur, 40 nm de diamètre, et espacés de 110 nm, (CoFeB DM, tableau 6.2). (d) Nanofils de CoFeB aimantés transversalement, 50  $\mu\text{m}$  de longueur, 40 nm de diamètre, et espacés de 110 nm (CoFeB DM, tableau 6.2). Note : 1 Oe =  $1000/4\pi \simeq 80 \text{ A m}^{-1}$ .

$H_{0,\text{exp}}$ . Le carré de la différence entre  $H_{0,\text{th}}$  et  $H_{0,\text{exp}}$ , soit  $E = (H_{0,\text{th}} - H_{0,\text{exp}})^2$ , est enregistré.

6. Les étapes 3 à 5 sont répétées pour tous les angles  $\theta_H$  du champ externe statique. À chaque angle, l'erreur  $E$  est additionnée à la valeur précédente. Nous obtenons alors



l'écart quadratique moyen  $E(g, H_{\text{eff}}) = \sum (H_{0,\text{th}} - H_{0,\text{exp}})^2$ , où la somme est effectuée sur tous les angles  $\theta_H$  du champ externe statique.

7. Une autre valeur est attribuée à  $g$  et  $H_{\text{eff}}$ , puis les étapes 3 à 6 sont répétées. Ceci nous donne une matrice de valeurs  $E(g, H_{\text{eff}})$ . On extrait alors un couple  $(g, H_{\text{eff}})$  associé à la valeur minimale de la matrice des écarts quadratiques moyens.

On rappelle que la position verticale moyenne de la courbe  $H_0$  versus  $\theta_H$  est proportionnelle à la fréquence d'excitation réduite  $\omega_0/\mu_0|\gamma|$ , où  $\gamma = g\mu_B/\hbar$  est le rapport gyro-magnétique,  $\mu_B$  est le magnéton de Bohr et  $\hbar$  est la constante de Planck réduite, et l'amplitude de la courbe est proportionnelle au champ effectif  $H_{\text{eff}}$  (voir section 4.2.2 et annexe G). Le couple  $(g, H_{\text{eff}})$  extrait par cavité résonante est consistant avec le couple  $(g, H_{\text{eff}})$  extrait par la méthode du guide d'onde, abordée à la section 5.3.2.

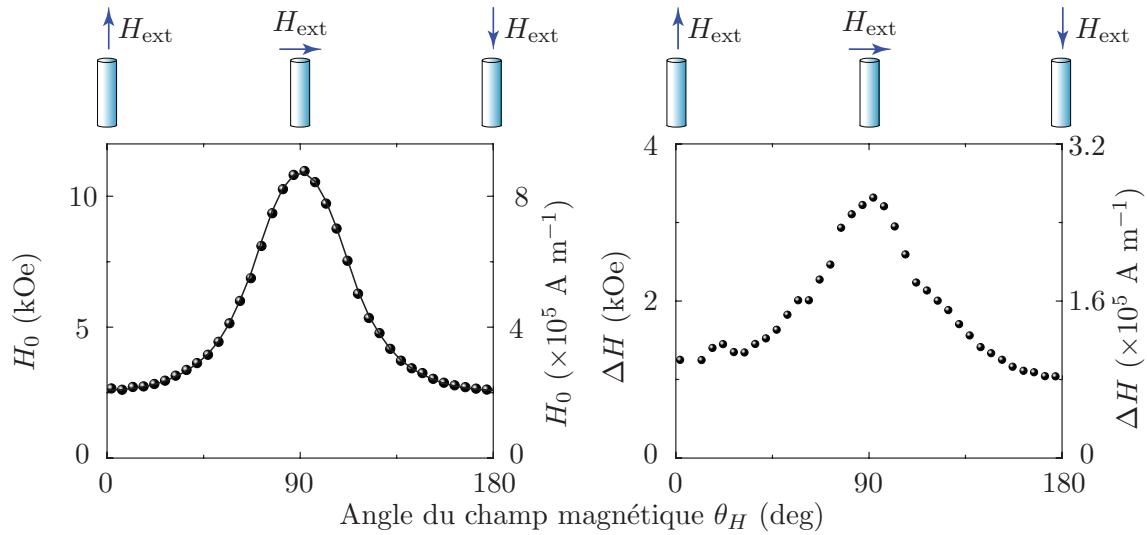


Figure 5.7 Mesures de FMR angulaires typiques de réseaux de nanofils ferromagnétiques, à l'aide d'une cavité résonante à 24 GHz. Ici, les résultats d'un réseau de nanofils de CoFeB de 40 nm de diamètre, de 110 nm de distance inter-fils, et de 150 microns de longueur sont montrés. La courbe pleine correspond à une régression des points expérimentaux à l'aide de l'équation (4.31). (a) Champ de résonance  $H_0$ . (b) Pleine largeur à mi-hauteur  $\Delta H$ . Note :  $1 \text{ Oe} = 1000/4\pi \simeq 80 \text{ A m}^{-1}$ .

### 5.3.2 Mesures par guide d'onde court-circuité

La figure 5.8 montre une représentation schématique du montage FMR par guide d'onde court-circuité (SWG, pour *shorted waveguide*). Un analyseur de réseau vectoriel (modèle Agilent PNA-L N5230A) est utilisé comme source micro-onde. L'onde électromagnétique est guidée à l'aide de câbles coaxiaux 0-40 GHz jusqu'à une transition coaxial/guide d'onde. Une

série de guides d'onde rectangulaires acheminent l'onde jusqu'à l'échantillon, positionné sur la paroi métallique qui termine l'extrémité du guide d'onde. L'échantillon est fixé à l'aide d'un ruban double-face 3M sur la paroi métallique d'un coude 90 degrés, comme le montre la figure 5.9. Les nanofils sont aimantés axialement par un champ magnétique externe statique. Le champ magnétique micro-onde du guide d'onde est transverse aux fils et au champ externe statique.

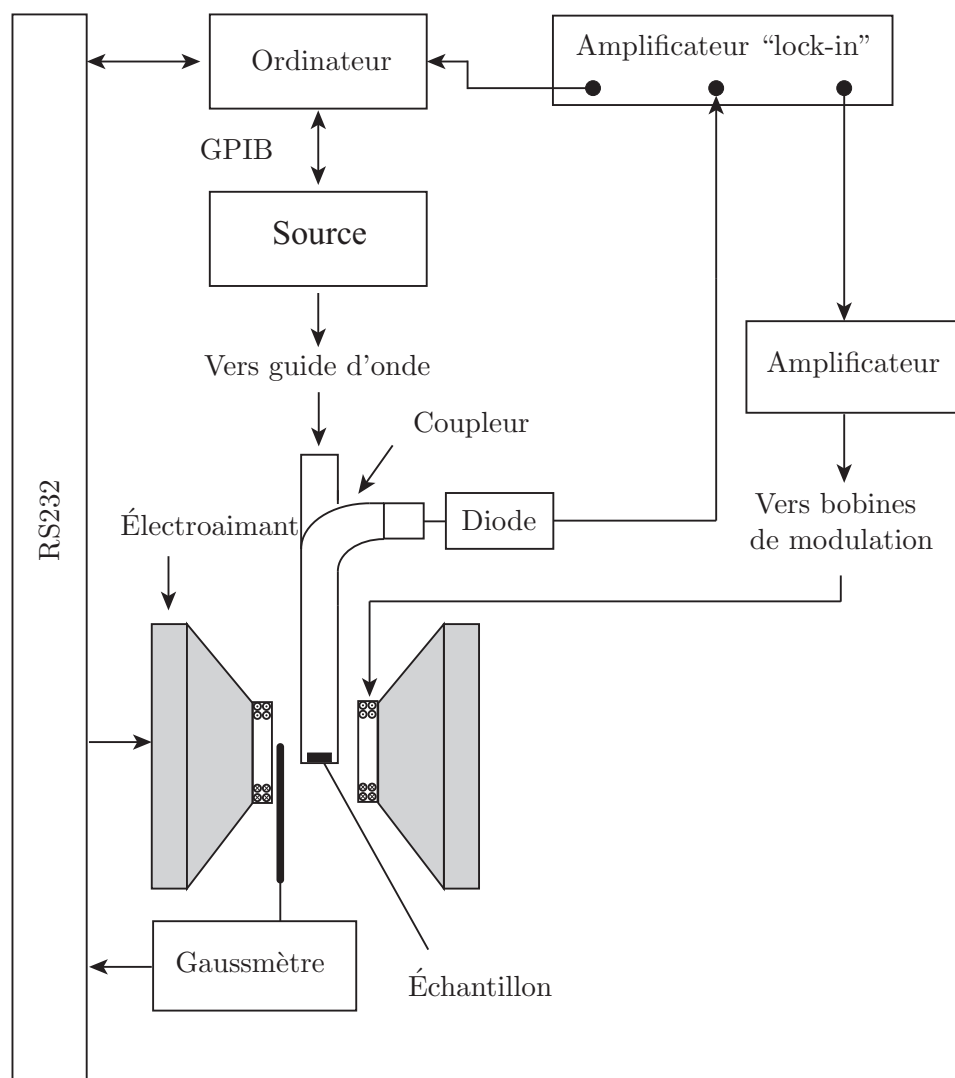


Figure 5.8 Représentation schématique du spectromètre FMR utilisé pour les mesures en guide d'onde.

Le champ magnétique externe statique est généré à l'aide d'un électroaimant 0-2T JM Japan Electron Optics Laboratory, alimenté par une source de courant Walker Scientific 65V-130A. Le champ magnétique est détecté à l'aide d'une sonde à effet Hall F.W. Bell 1X, acheminé vers un gaussmètre F.W. Bell 9900 series, puis traité à l'aide d'un logiciel d'ac-

quisition de données, programmé en Labview par Christian Lacroix. Le champ magnétique externe statique est modulé par un champ magnétique alternatif à 100 Hz, 25 Oe ( $2 \text{ kA m}^{-1}$ ), produit par une paire de bobines. Pour ce faire, un amplificateur à détection synchrone (*lock-in amplifier*) Stanford Research Systems SR830 alimente un amplificateur audio à l'aide d'un signal sinusoïdal à 100 Hz. L'amplificateur audio amplifie le signal à environ 9 V rms aux bornes des bobines de modulation. Ces dernières produisent un champ magnétique alternatif de 25 Oe ( $2 \text{ kA m}^{-1}$ ), à une fréquence de 100 Hz. L'amplitude du champ alternatif externe de modulation ( $25 \text{ Oe} = 2 \text{ kA m}^{-1}$ ) est bien en-dessous de la largeur de résonance des FMNWAs, située entre 600 et 2500 Oe (entre 48 et 200  $\text{kA m}^{-1}$ ) selon les échantillons.

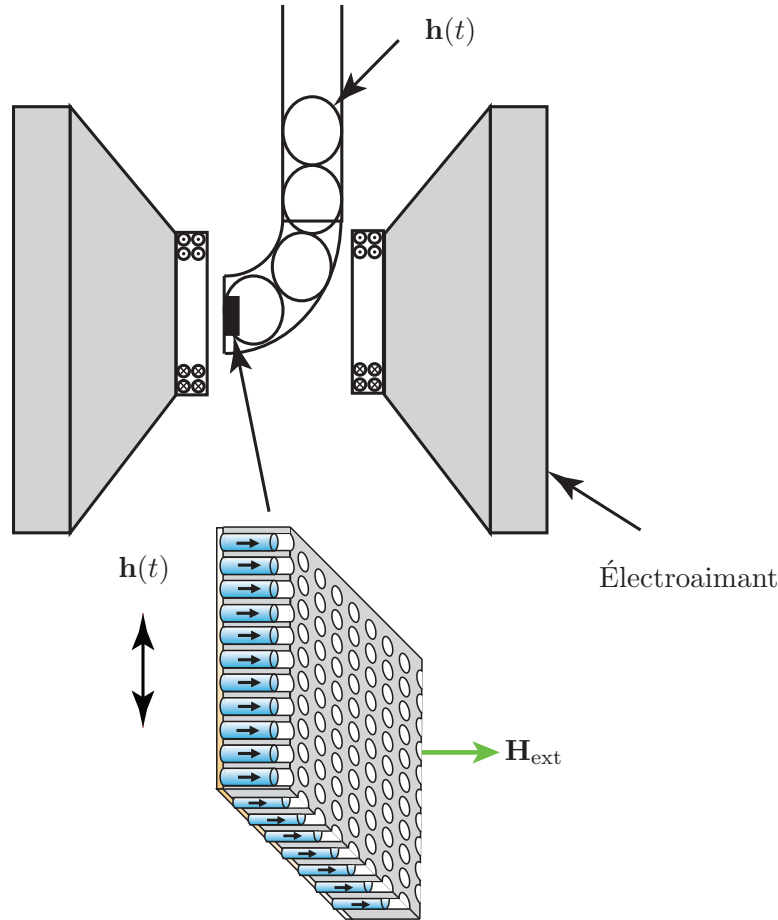


Figure 5.9 Position de l'échantillon dans le guide d'onde pour les mesures FMR en guide d'onde court-circuité. La position du champ magnétique externe statique  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$  et du champ magnétique externe micro-onde  $\mathbf{h}(t)$  par rapport au réseau de nanofils est également indiquée.

Comme le guide d'onde est court circuité à une extrémité, la puissance non-absorbée par l'échantillon est presque totalement réfléchiée vers la source. Une faible fraction de la puissance provenant de l'onde électromagnétique est absorbée par le guide d'onde et les câbles coaxiaux.

Un coupleur 3 dB ou 10 dB redirige une fraction de la puissance réfléchie vers une diode Schottky Anritsu 70KC50 0.01-40 GHz. La diode génère un signal DC proportionnel à la puissance de l'onde électromagnétique. Puisque le champ statique externe est modulé à 100 Hz par les bobines de modulation, la puissance incidente sur la diode est aussi modulée à 100 Hz, ce qui résulte en un signal sinusoïdal à 100 Hz à la sortie de la diode. L'amplitude du signal sinusoïdal à 100 Hz à la sortie de la diode est proportionnelle à la dérivée de la puissance réfléchie, dû à la modulation du champ statique, et est décrite par la dérivée d'une Lorentzienne lorsque la partie imaginaire de la susceptibilité est une Lorentzienne (voir annexe I). Le signal sinusoïdal à la sortie de la diode est détecté par l'amplificateur à détection synchrone. Ce dernier permet de détecter des signaux de très faible amplitude, ce qui est nécessaire ici vu la très faible fraction de la puissance absorbée par l'échantillon.

Le signal de l'amplificateur à détection synchrone est ensuite acheminé vers le programme d'acquisition de données. En général, nous utilisons le maximum de puissance fournie par la source, dans les limites d'opération de la diode et de l'amplificateur à détection synchrone. Selon la gamme de fréquences d'opération, la puissance de l'onde à la sortie de la source se situe entre 0 et 10 dBm (entre 1 et 10 mW). Pour ces valeurs de puissance, nous n'avons pas remarqué d'influence de la puissance sur la réponse de l'échantillon. La taille de l'échantillon varie selon la fréquence de mesure. Nous utilisons typiquement un échantillon de taille légèrement inférieure à la surface occupée par le guide d'onde. Pour un guide d'onde dans la bande Ka (26 à 40 GHz, section interne du guide d'onde de l'ordre de 4 mm par 7 mm), nous utilisons un échantillon de l'ordre de 3 mm par 4 mm. La mesure est effectuée à température pièce, aux environs de 15°C entre les pôles de l'électroaimant. Une mesure fréquentielle FMR par guide d'onde court-circuité, de 26 à 40 GHz par pas de 0.5 GHz, a une durée d'environ 2h.

La figure 5.10 montre des spectres FMR typiques de FMNWAs mesurés par la méthode SWG. Les paramètres géométriques des FMNWAs sont indiqués dans la légende de la figure. Une dérivée de Lorentzienne à 1 ou plusieurs pics est utilisée pour modéliser les spectres FMR. La dérivée de l'équation (4.27) est utilisée pour la régression des spectres FMR. Pour fins de comparaison, un programme d'analyse de données, cordialement fourni par Bartek Kardasz, un stagiaire postdoctoral du groupe du professeur Heinrich, de l'Université Simon Fraser (Colombie-Britannique, Canada), a été utilisé pour extraire le champ de résonance  $H_0$  et la pleine largeur à mi-hauteur  $\Delta H$ . Le programme, écrit en Labview, permet la régression des spectres FMR à l'aide de 1 ou plusieurs pics de résonance.

De manière générale, les spectres FMR des FMNWAs sont obtenus dans la bande Ka (26-40 GHz, section interne du guide d'onde de l'ordre de 4 mm par 7 mm). Pour quelques échantillons, les spectres de résonance ont été obtenus à quelques fréquences dans la bande V

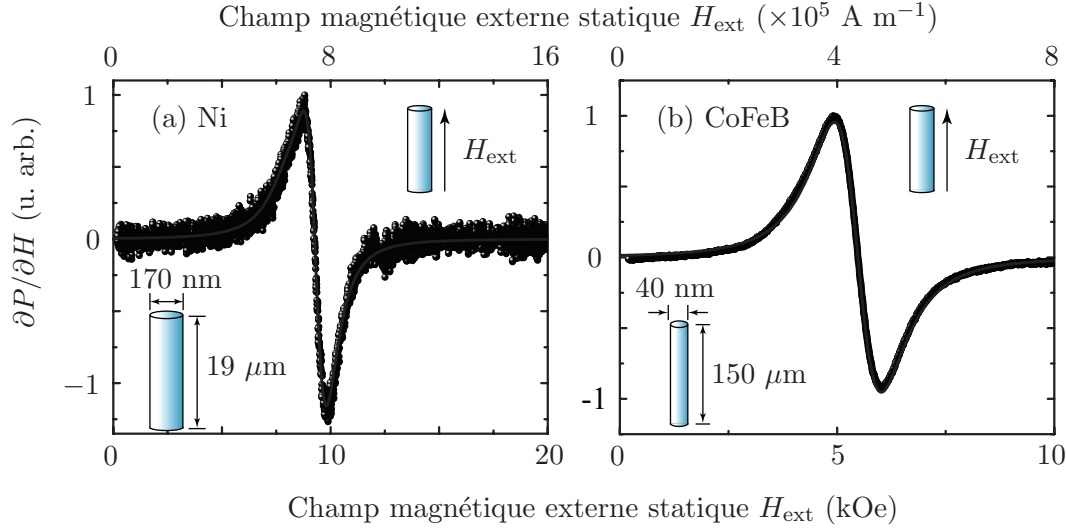


Figure 5.10 Mesure FMR typique par guide d'onde court-circuité, de réseaux de nanofils ferromagnétiques axialement aimantés. (a) Nanofils de Ni 19  $\mu\text{m}$  de longueur, 170 nm de diamètre et 330 nm de distance inter-fils (Ni 19, tableau 6.2), mesuré à 34 GHz (Lorentzienne à 2 pics utilisée pour la régression). (b) Nanofils de CoFeB (CoFeB DJ, tableau 6.2), 150  $\mu\text{m}$  de longueur, 40 nm de diamètre, 110 nm de distance inter-fils, mesurés à 37 GHz (Lorentzienne à 1 pic utilisée pour la régression). Note : 1 Oe =  $1000/4\pi \simeq 80 \text{ A m}^{-1}$ .

(section interne du guide d'onde de l'ordre de 2 mm par 4 mm), entre 50 et 70 GHz, à l'aide d'un spectromètre FMR du professeur Heinrich, de l'Université Simon Fraser (Colombie-Britannique, Canada) [35]. Ce spectromètre est similaire à celui montré schématiquement à la figure 5.8. La source micro-onde provient d'Anritsu (modèle MG 3696B), les câbles opèrent dans la bande V, la source de champ alternatif pour les bobines de modulation est une source Kepco (72 V, 5 A) alimentée à 4 V, 105.49 Hz par un lock-in Stanford Research System modèle SR830. L'électroaimant est alimenté par une source de courant Varian 0-160 A, et peut atteindre 25 kOe ( $H_{\text{ext}} = 20 \times 10^5 \text{ A m}^{-1}$ ). Le champ magnétique est mesuré par une sonde à effet Hall, reliée à un multimètre Fluke 8842A. La tension du multimètre est calibrée à l'aide d'un gaussmètre NMR.

La figure 5.11 montre la dépendance fréquentielle typique du champ de résonance  $H_0$  et de la pleine largeur à mi-hauteur  $\Delta H$  d'un réseau de nanofils ferromagnétiques axialement aimanté. Les paramètres géométriques sont indiquées dans la légende de la figure. À l'aide de l'équation (4.32) du chapitre précédent, on rappelle que le champ de résonance axial est une droite en fonction de la fréquence, dont la pente est  $2\pi/\mu_0|\gamma|$ , où  $\gamma = g\mu_B/\hbar$  est le rapport gyromagnétique,  $g$  est le facteur de Landé,  $\mu_B$  est le magnéton de Bohr et  $\hbar$  est la constante de Planck réduite, et l'ordonnée à l'origine est  $-H_{\text{eff}}$ . Il est donc possible d'extraire le couple  $(g, H_{\text{eff}})$  à partir de la pente et de l'ordonnée à l'origine de la droite de régression. Le

couple  $(g, H_{\text{eff}})$  extrait par cette méthode diffère de moins de 4% de celui extrait par cavité résonante, à l'aide de mesures angulaires.

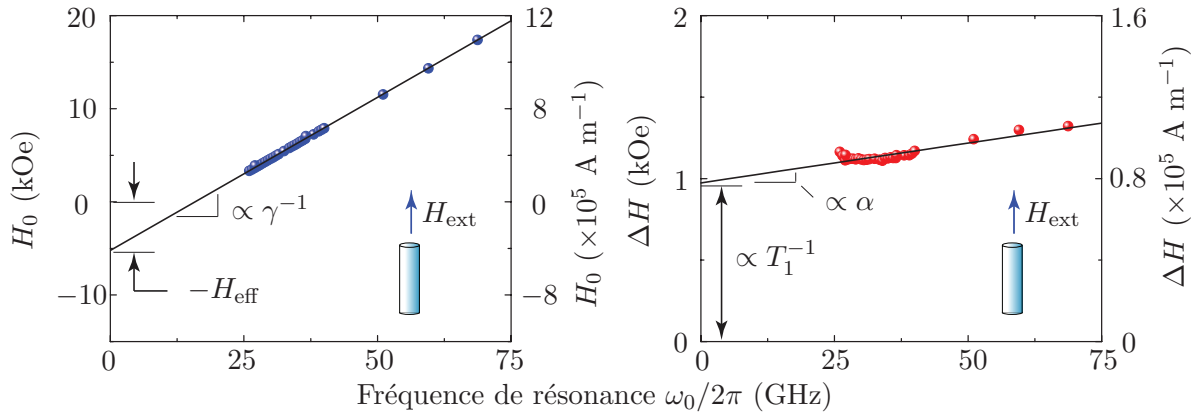


Figure 5.11 Mesures FMR en fréquence de réseaux de nanofils ferromagnétiques, à l'aide de la méthode SWG. Ici, les résultats d'un FMNWA de CoFeB de 40 nm de diamètre, de 110 nm de distance inter-fils, et de 50 microns de longueur sont montrés (CoFeB DM, tableau 6.2). Les courbes pleines correspondent à une régression des points expérimentaux à l'aide d'une droite. (a) Champ de résonance  $H_0$ . (b) Pleine largeur à mi-hauteur  $\Delta H$ . Note :  $1 \text{ Oe} = 1000/4\pi \simeq 80 \text{ A m}^{-1}$ .

Dans le cas de fils aimantés axialement, la pente de la courbe  $\Delta H$  en fonction de la fréquence est donnée par  $4\pi\alpha/\mu_0|\gamma|$ , où  $\alpha$  est le paramètre d'amortissement qui conserve le module de l'aimantation et l'ordonnée à l'origine est donnée par  $2/\mu_0|\gamma|T_1$ , où  $T_1$  est le paramètre d'amortissement qui ne conserve pas le module de l'aimantation [voir équation (4.34)].

## 5.4 Résumé du chapitre

Au cours du présent chapitre, nous avons présenté les techniques de caractérisation par magnétométrie quasi-statique et par résonance ferromagnétique (FMR). À la section 5.2, la magnétométrie à échantillon vibrant (VSM) a été abordée. Nous avons vu comment extraire divers paramètres des FMNWAs à l'aide de la coercivité et des susceptibilités apparentes des courbes d'hystérésis axiales et transverses. À la section 5.3, nous avons abordé les mesures FMR des FMNWAs. Nous avons discuté de la possibilité d'extraire le champ effectif, le rapport gyromagnétique et l'élargissement de la résonance par des mesures angulaires à l'aide de cavités résonantes à la section 5.3.1. Les mesures FMR par guide d'onde court-circuité (SWG) ont été traitées à la section 5.3.2. Nous avons vu la possibilité d'extraire le champ effectif, le rapport gyromagnétique, le paramètre d'amortissement  $\alpha$  qui préserve le module

de l'aimantation, et le paramètre d'amortissement  $T_1$  qui ne préserve pas le module de l'aimantation, à l'aide de mesures fréquentielles. Au prochain chapitre, nous discuterons des résultats obtenus par magnétométrie VSM et par FMR.

## CHAPITRE 6

### RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX ET DISCUSSION

#### 6.1 Introduction

Au cours du chapitre 2, nous avons montré la possibilité de fabriquer des réseaux de nano-fils ferromagnétiques (FMWNAs, pour *ferromagnetic nanowire arrays*) par électrodéposition à l'intérieur de membranes nanoporeuses d'alumine. Aux chapitres 3 et 4, nous avons établi un modèle des réponses statique et dynamique, respectivement, des FMNWAs. Ici, nous présenterons quelques résultats clés de magnétométrie quasi-statique et de résonance ferromagnétique (FMR, pour *ferromagnetic resonance*), nous confronterons les résultats du modèle aux résultats expérimentaux et nous discuterons de l'implication des résultats sur le design de dispositifs micro-ondes à base de FMNWAs.

À la section 6.2, nous présentons la réponse quasi-statique de FMNWAs de Ni et CoFeB, obtenue par magnétométrie à échantillon vibrant (VSM, pour *vibrating sample magnetometry*). La réponse hyperfréquence de FMWNAs de Ni et de CoFeB est présentée à la section 6.3. Nous comparons les propriétés magnétiques des FMNWAs à celles des ferrites à la section 6.4.

Un résultat important du chapitre est que plus la rémanence axiale des FMNWAs est importante, plus l'élargissement de la résonance axiale est élevé. La répercussion de ce résultat est importante sur le design de dispositifs micro-ondes auto-polarisés, où nous recherchons une rémanence élevée, en plus d'une faible largeur de résonance. Pour les FMNWAs étudiés ici, il existe un compromis entre élargissement de la résonance et rémanence.

Nous rappelons que le système d'unités international (SI) est privilégié au cours de la thèse, mais à plusieurs endroits, nous utiliserons le système d'unités CGS, juxtaposé de la valeur en système SI. Par exemple, pour l'aimantation à saturation, nous indiquerons  $M_s = 460 \text{ emu cm}^{-3}$  ( $460 \text{ kA m}^{-1}$ ). La conversion du système CGS vers le système SI est la suivante : pour le champ magnétique,  $1 \text{ Oe} = 1000/4\pi \simeq 80 \text{ A m}^{-1}$  ; pour l'aimantation,  $1 \text{ emu cm}^{-3} = 10^3 \text{ A m}^{-1}$  ; pour le moment magnétique,  $1 \text{ emu} = 10^{-3} \text{ A m}^2$  ; pour l'induction magnétique,  $1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$ .

#### 6.2 Réponse quasi-statique

La figure 6.1 montre quelques courbes d'hystérésis normalisées axiales et transverses représentatives de FMNWAs de 20, 40 et 170 nm de diamètre, obtenues expérimentalement



par magnétométrie VSM. La colonne de gauche correspond aux FMNWAs de CoFeB et la colonne de droite correspond aux FMNWAs de Ni. Les paramètres géométriques sont indiqués dans la légende de la figure. Les données des divers échantillons, extraites selon la procédure établie au chapitre précédent, sont présentées au tableau 6.1. À noter que les échantillons E1, E2 et E3 ont été gracieusement fournis par la docteur Mariana Ciureanu [41], et les échantillons Ni 6, Ni 19, Ni 37, CoFeB 6, CoFeB 14, CoFeB 25, CoFeB 46 ont été gracieusement fournis par la docteur Fanny Béron [14].

On rappelle que la courbe d'hystérésis axiale normalisée, prédite par notre modèle de la réponse quasi-statique des FMNWAs, est donnée par [voir équation (3.44) du chapitre 3]

$$\frac{M_{\parallel}}{M_s} = \frac{H_{\text{ext}} \pm H_c}{M_s N_{\text{int},zz}}, \quad (6.1)$$

où le signe  $+$  correspond à la branche gauche et le signe  $-$  correspond à la branche droite de la courbe d'hystérésis, et la courbe d'hystérésis normalisée transverse aux fils s'écrit [voir équation (3.46) du chapitre 3]

$$\frac{M_{\perp}}{M_s} = \frac{H_{\text{ext}}}{\frac{M_s}{2} (1 - N_{\text{int},zz} - 3N_{\text{sh},zz}) + H_K}, \quad (6.2)$$

où  $H_{\text{ext}}$  est le champ magnétique externe statique,  $M_s$  est l'aimantation à saturation des fils,  $H_c = 2K/\mu_0 M_s - N_{\text{sh},zz} M_s$  est la coercivité,  $H_K = 2K/\mu_0 M_s$ ,  $K$  est la constante d'anisotropie uniaxiale additionnelle,  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H m}^{-1}$  est la perméabilité du vide,  $N_{zz} = N_{\text{sh},zz} + N_{\text{int},zz}$ ,  $N_{\text{int},zz}$  est le facteur de désaimantation dû aux interactions dipolaires inter-fils,  $N_{\text{sh},zz}$  est le facteur de désaimantation dû à la forme des fils, avec  $2N_{xx} + N_{zz} = 1$ . Selon notre modèle, le champ effectif  $H_{\text{eff}}$  est donné par

$$H_{\text{eff}} = \chi_{\perp}^{-1} - \chi_{\parallel}^{-1} = \frac{M_s}{2} (1 - 3N_{zz}) + \frac{2K}{\mu_0 M_s}, \quad (6.3)$$

où  $\chi_{\parallel}^{-1}$  est l'inverse de la susceptibilité apparente axiale normalisée et  $\chi_{\perp}^{-1}$  est l'inverse de la susceptibilité apparente transverse normalisée, des courbes d'hystérésis des FMNWAs.

Le modèle prédit une courbe d'hystérésis axiale dont la susceptibilité est inversement proportionnelle au facteur de désaimantation  $N_{\text{int},zz}$ . On rappelle que le facteur  $N_{\text{int},zz}$ , multiplié par l'aimantation à saturation des fils, représente le champ d'interaction dipolaire inter-fils subit par chaque fil du réseau, lorsque le FMNWA est uniformément aimanté axialement. Ainsi, plus les interactions dipolaires inter-fils sont importantes, et plus  $N_{\text{int},zz}$  augmente, donc plus la susceptibilité apparente axiale est réduite. La coercivité axiale est donnée par  $H_c = 2K/\mu_0 M_s - N_{\text{sh},zz} M_s$ , où  $K$  est la constante d'anisotropie additionnelle,  $N_{\text{sh},zz}$  est le facteur de désaimantation de forme et  $M_s$  est l'aimantation à saturation.

L'équation (6.2) prédit une courbe anhystérétique dans la direction transverse aux fils, où la susceptibilité apparente transverse dépend des facteurs de désaimantation  $N_{\text{int},zz}$  et  $N_{\text{sh},zz}$ , ainsi que de la constante  $H_K$ .

La réponse quasi-statique des FMNWAs, prédite par les équations (6.1) et (6.2), reproduit l'allure générale des courbes d'hystérésis expérimentales de la figure 6.1. Le modèle tient compte de la susceptibilité apparente axiale aux fils, inversement proportionnelle au facteur de désaimantation inter-fils  $N_{\text{int},zz}$ , la rémanence axiale ainsi que la coercivité axiale.

Cependant, le modèle ne tient pas compte de certaines caractéristiques des courbes d'hystérésis axiales et transverses montrées à la figure 6.1 : l'approche à la saturation axiale et transverse, la coercivité non-nulle pour un champ externe transverse aux fils et la rémanence non-nulle pour un champ externe transverse aux fils. L'approche lente à la saturation peut être causée par la présence de défauts dans les fils et à la surface des fils, qui entravent la rotation de l'aimantation dans la direction du champ. L'approche lente à la saturation peut également être causée par le mésalignement de certains fils du réseau par rapport à la normale au plan de l'échantillon. Une étude des lois d'approche à la saturation pourrait aider à discriminer l'origine de l'approche à la saturation des FMNWAs. Une approche à la saturation en  $1/H_{\text{ext}}^2$  peut indiquer un mésalignement du champ externe avec un axe d'anisotropie (voir page 260 de [46], par exemple), alors qu'une approche en  $1/H_{\text{ext}}^{n/2}$ , où  $n = 1, 2$  ou  $3$ , peut suggérer la présence de défauts dans le matériau (défauts ponctuels ou dislocations, par exemple) [22].

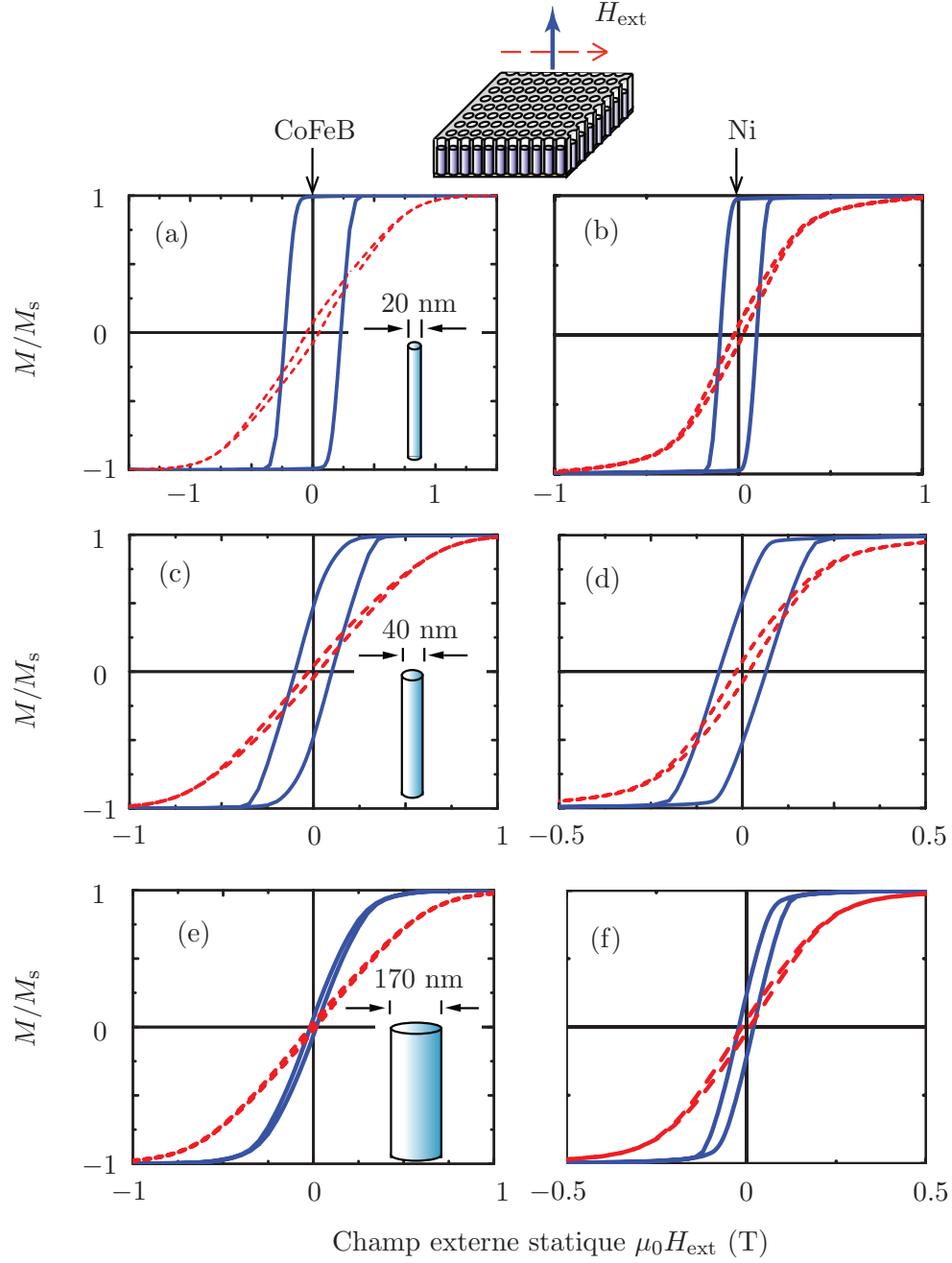


Figure 6.1 Réponse quasi-statique des réseaux de nanofils de Ni et de CoFeB, mesurée par VSM. Gauche : nanofils de CoFeB. Droite : nanofils de Ni. (a)  $2a = 20$  nm,  $L = 10$  microns (CoFeB EC). (b)  $2a = 20$  nm,  $L = 15$  microns (NiEA). (c)  $2a = 40$  nm,  $L = 150$  microns (CoFeB EMI). (d)  $2a = 40$  nm,  $L = 15$  microns (NiDC). (e)  $2a = 170$  nm,  $L = 25$  microns (CoFeB 25). (f)  $2a = 170$  nm,  $L = 19$  microns (Ni 19) (voir tableau 6.1 pour les détails sur les échantillons).

Tableau 6.1 Données expérimentales des réseaux de nanofils ferromagnétiques extraites par VSM. Note 1 :  $H_K = 2K/\mu_0 Ms = H_{c,\parallel} + N_{\text{sh},zz} M_s$ . Note 2 : 1 Oe = 1000/4 $\pi \simeq 80$  A m $^{-1}$ .

Nom	2a (nm)	D (nm)	L ( $\mu\text{m}$ )	$\frac{L}{2D}$	P	$H_{c,\parallel}$ (Oe)	$H_{c,\perp}$ (Oe)	$\frac{M_{r,\parallel}}{M_s}$ (%)	$\chi_{\parallel}^{-1}$ (Oe)	$\chi_{\perp}^{-1}$ (Oe)	$N_{\text{int},zz}$	$H_K$ (Oe)	$H_{\text{eff}}$ (Oe)
Ni 6	170	330	6.2	9.09	0.18	224	125	25.2	991	2643	0.171	293	1652
Ni 19	170	330	19	28.79	0.18	250	150	16.5	1174	2608	0.184	272	1434
Ni 37	170	330	37	56.06	0.18	175	75	14.1	1267	2576	0.219	186	1309
Ni M	170	330	15	22.73	0.18	275	124	20.5	891	2411	0.154	303	1520
Ni DA	42	111	0.105	0.474	0.12	175	125	16.3	941	1009	0.163	1043	68
Ni DB	42	111	3.16	14.22	0.12	675	175	59.2	1145	2615	0.198	707	1470
Ni DC	42	111	15	67.57	0.12	625	175	49.7	1246	2582	0.228	632	1336
Ni DE	48	111	1.6	7.11	0.17	575	175	44.6	1256	2111	0.217	648	855
Ni DF	42	111	0.26	1.19	0.12	375	75	37.7	882	1185	0.153	752	303
Ni DG	48	111	0.53	2.37	0.17	675	175	52.5	1190	1940	0.206	891	750
Ni EA	20	60	1.5	12.5	0.08	975	225	97.5	499	3750	0.086	1007	3251
Ni EB	20	60	0.17	1.4	0.08	725	275	91.4	668	3086	0.116	1004	2418
Ni ED	20	60	15	125	0.08	925	274	97.8	354	3457	0.064	928	3103
CoFeB 6	170	330	6	9.09	0.18	174	224	5.63	3166	6133	0.187	376	2967
CoFeB 14	170	330	14	21.21	0.18	174	174	6.17	2417	6683	0.142	261	4266
CoFeB 25	170	330	25	37.88	0.18	125	125	3.4	3218	6466	0.190	174	3248
CoFeB 46	170	330	46	69.70	0.18	125	125	3.7	3106	6371	0.183	152	3265
CoFeB E1	170	330	7.2	10.91	0.18	137	212	4.8	2897	6730	0.171	307	3833
CoFeB E2	170	330	15.2	23.03	0.18	137	162	5.1	2766	5350	0.163	217	2584
CoFeB E3	170	330	8	12.12	0.18	162	212	6.2	2539	6112	0.150	315	3573
CoFeB EMI	42	111	150	676	0.12	1100	275	46.7	2094	6852	0.123	1102	4758
CoFeB DB	42	111	0.26	1.16	0.12	1500	425	94.3	1173	6197	0.069	2467	5024
CoFeB DC	42	111	3.1	13.96	0.12	1500	375	82.0	1910	6473	0.113	1597	4563
CoFeB DJ	42	111	33	150	0.12	1300	425	69.0	1783	7083	0.105	1309	5300
CoFeB DM	42	111	100	450	0.12	1850	225	94.0	1562	6305	0.092	1853	4743
CoFeB EC	20	60	12	100	0.09	2248	575	99.2	961	7996	0.057	2260	7035
CoFeB EF	20	60	67	558	0.09	2275	524	99.2	971	7671	0.057	2277	6700

Des travaux de Wernsdorfer *et al.*, basés sur des courbes d'hystérésis axiales de nanofils de Ni isolés, de 50 nm de diamètre et plusieurs microns de longueur, suggèrent que des défauts peuvent piéger l'aimantation lors du processus de renversement de l'aimantation (voir figure 5 de [181]). Des simulations micromagnétiques de Hertel [81], sur des FMNWAs de Ni de 40 nm de diamètre, 1 micron de longueur, pré-magnétisés dans la direction axiale aux fils, suggèrent la possibilité d'un renversement par nucléation-propagation d'une paroi de domaine. De plus, les calculs de Hertel suggèrent que l'aimantation intra-fil n'est pas strictement uniforme à l'intérieur des fils. La figure 6.2(a), reproduite de [81], montre 16 nanofils de Ni de 40 nm de diamètre, 1 micron de longueur, à la rémanence, suite à une pré-magnétisation axiale. L'aimantation à l'extrémité des fils s'oriente vers celle des fils voisins, d'aimantation opposée. Notre modèle de la réponse quasi-statique des fils ne tient pas compte de la présence de parois de domaine ou d'une aimantation non-uniforme à l'intérieur des fils.

La faible rémanence des FMNWAs aimantés transversalement peut être due au mésalignement du champ externe par rapport à la direction transverse aux fils, ou au fait que l'aimantation ne soit pas totalement uniforme à l'intérieur des fils. Des simulations micromagnétiques de Hertel [81], sur des FMNWAs de Ni de 40 nm de diamètre, 1 micron de longueur, pré-magnétisés dans la direction transverse aux fils, montrent une paroi de domaine à champ nul, où une fraction non-négligeable de l'aimantation demeure dans la direction transverse aux fils, comme le montre la figure 6.2(b), reproduite de [81]. Des parois de domaine ont été observées par Henry *et al.*, à l'aide de l'imagerie par microscopie à force magnétique de nanofils isolés de Co de 40 nm de diamètre, 10 microns de longueur, déposés à l'horizontale sur une surface plane et pré-magnétisés dans la direction transverse aux fils (figure 4 de [80]). Béron *et al.* ont expliqué l'irréversibilité des courbes de renversement du premier ordre de FMNWAs de Ni et de CoFeB de 170 nm de diamètre, aimantés transversalement, par la présence de telles parois de domaine (voir figure 21 de [15] par exemple). Il est clair qu'un modèle simple à deux populations de fils, où l'aimantation intra-fil est uniforme, ne tient pas compte des parois de domaine.

Sellmyer *et al.* [157] ont obtenu des courbes d'hystérésis axiales de FMNWAs de Co électrodéposés à l'intérieur de membranes d'alumine, en fonction de la porosité de surface de la membrane. Ces derniers ont observé une dépendance linéaire de l'inverse de la susceptibilité apparente axiale  $\chi_{\parallel}^{-1}$  avec la porosité de surface  $P$  (voir figure 10 de [157]). Laroze *et al.* [108] et Nielsch et Stadler (volume 4 de [104]) ont effectué des simulations numériques de nanofils bi-stables afin de déterminer le rôle des interactions dipolaires. Ces simulations numériques montrent que les interactions dipolaires réduisent la susceptibilité apparente axiale  $\chi_{\parallel}$  d'un facteur proportionnel à la fraction de la surface occupée par les fils. Notre modèle est en accord avec les résultats ci-dessus, où l'inverse de la susceptibilité apparente axiale est pro-

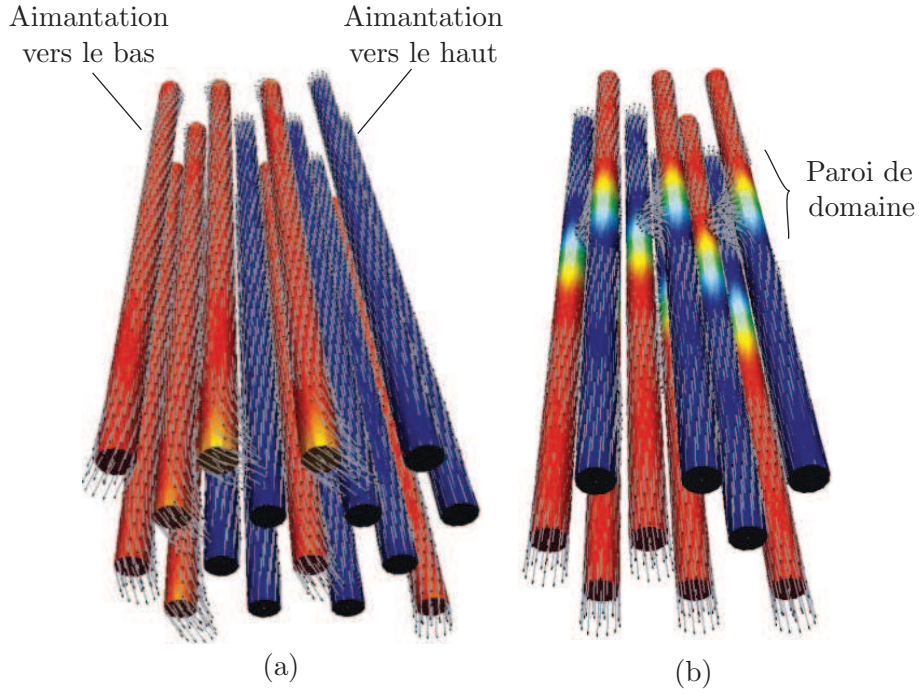


Figure 6.2 Simulations micro-magnétiques de 16 nanofils de Ni, de 40 nm de diamètre, 1 micron de longueur, montrant l'état d'aimantation à champ externe statique nul. (a) Pré-magnétisation axiale. (b) Pré-magnétisation transverse à l'axe des fils. Reproduit avec permission de [81]. Copyright (2001), American Institute of Physics.

proportionnelle à  $N_{\text{int},zz} \simeq P$ , où  $P$  est la porosité de surface, lorsque  $L \gg 2D$  [voir équation (6.1)]. De plus, des simulations numériques de FMNWAs bistables aimantés axialement, similaires à celles de Nielsch et Stadler, ont été effectuées dans le contexte de cette thèse, et montrent un accord avec notre modèle de la réponse quasi-statique des FMNWAs (voir annexe F).

À la figure 6.1, on constate que le champ coercitif et la rémanence axiales décroissent lorsque le diamètre des fils augmente de 20 à 170 nm. Pour des FMNWAs où  $L/2D \gg 1$ , la rémanence axiale normalisée varie aux alentours de 97% et 99% pour des fils de 20 nm, entre 40% et 90% pour les fils de 40 nm et entre 3% et 25% pour les fils de 170 nm. Selon nos calculs préliminaires présentés à l'annexe D, les fils *isolés* de 20, 40 et 170 nm de diamètre seraient monodomaines, c'est-à-dire d'aimantation axiale uniforme sans application d'un champ magnétique externe. Des images de nanofils isolés de 40 et 170 nm de diamètre obtenues par holographie électronique montrent en effet une importante aimantation rémanente axiale [5]. Si l'on tient compte de l'interaction dipolaire inter-fils, nos calculs indiquent que les fils de 170 nm de diamètre pourraient ne pas être monodomaines. Ceci peut en partie expliquer la faible rémanence des fils de 170 nm de diamètre par rapport à celle des fils de 20 ou 40 nm de

diamètre. Une faible anisotropie additionnelle  $K$  pourrait également contribuer à réduire la rémanence axiale, puisque  $M_r = (2K/\mu_0 M_s - N_{\text{sh},zz} M_s)/M_s N_{\text{int},zz}$ , selon notre modèle [voir équation (6.1)].

L'anisotropie uniaxiale additionnelle, donnée par la constante  $K$ , influence également les processus d'aimantation des FMNWAs. Afin de mieux comprendre l'origine de l'anisotropie uniaxiale additionnelle, la moyenne des constantes d'anisotropie réduites,  $\langle H_K \rangle = 2 \langle K \rangle / \mu_0 M_s$  a été tracée à la figure 6.3(a) en fonction de l'inverse du diamètre des fils,  $(2a)^{-1}$ . La moyenne des constantes d'anisotropie réduites normalisées,  $\langle H_K \rangle / 2M_s = \langle K \rangle / \mu_0 M_s^2$  a été tracée à la figure 6.3(b) en fonction de l'inverse du diamètre des fils,  $(2a)^{-1}$ . La valeur de  $H_K$  d'un micro-fil commercial de Ni de 100  $\mu\text{m}$  de diamètre a été ajoutée à la figure 6.3, pour fins de comparaison (voir annexe H pour obtenir plus de détails sur ce micro-fil). À noter que l'on omet de notre analyse les échantillons CoFeB DM et CoFeB EF du tableau 6.1. Ces deux échantillons ont été fabriqués à l'aide du second procédé d'anodization de l'aluminium (voir chapitre 2). La raison est que nous n'avons pas suffisamment d'échantillons obtenus selon le second procédé d'anodization de l'aluminium pour effectuer une analyse statistique représentative. On rappelle que, selon notre modèle,  $H_K = 2K/\mu_0 M_s = H_c + N_{\text{sh},zz} M_s$ , où  $H_c$  est la coercivité axiale des courbes d'hystérésis,  $M_s$  est l'aimantation à saturation, et  $N_{\text{sh},zz}$  est le facteur de désaimantation de forme, calculé à l'aide de l'équation (C.1). Les valeurs de  $\langle H_K \rangle = 2 \langle K \rangle / \mu_0 M_s$  à la figure 6.3 correspondent à la moyenne de  $2K/\mu_0 M_s$  des FMNWAs présentés au tableau 6.1, pour un diamètre de fil donné. Nous rappelons que l'aimantation à saturation du Ni et du CoFeB est obtenue à l'aide de la méthode de la susceptibilité apparente, appliquée à des couches minces du même alliage (voir annexe H). Les incertitudes sur les valeurs de  $\langle H_K \rangle$  correspondent à un écart-type des valeurs moyennes. Les incertitudes sur le diamètre des fils correspondent à un écart-type des valeurs moyennes. On rappelle également que le diamètre des fils est mesuré par microscopie électronique à balayage. Pour le graphe  $\langle H_K \rangle / 2M_s$ , nous ajoutons une incertitude additionnelle provenant de l'aimantation à saturation (4%). Nous aurions également pu obtenir la constante d'anisotropie  $K$  à l'aide des pentes des courbes d'hystérésis. Les valeurs obtenues auraient été légèrement différentes, mais la tendance des résultats aurait été la même.

On constate que les valeurs expérimentales de  $\langle H_K \rangle$  et  $\langle H_K \rangle / 2M_s$  des FMNWAs de Ni et de CoFeB augmentent de manière monotone avec l'inverse du diamètre des fils. L'augmentation de  $\langle H_K \rangle$  avec l'inverse du diamètre suggère que la surface des fils joue un rôle important au niveau du processus d'aimantation des FMNWAs. Pour des couches minces uniformes d'épaisseur  $t$ , une relation de type  $K = K_v + K_s/t$  est attendue pour la constante d'anisotropie  $K$ , où  $K_v$  est la constante d'anisotropie volumique et  $K_s$  est la constante d'anisotropie de surface, de l'ordre de 0.1 à 1  $\text{erg cm}^{-2}$  (0.1 à 1  $\text{mJ m}^{-2}$ ) (voir page 271 de [46], ou [126],



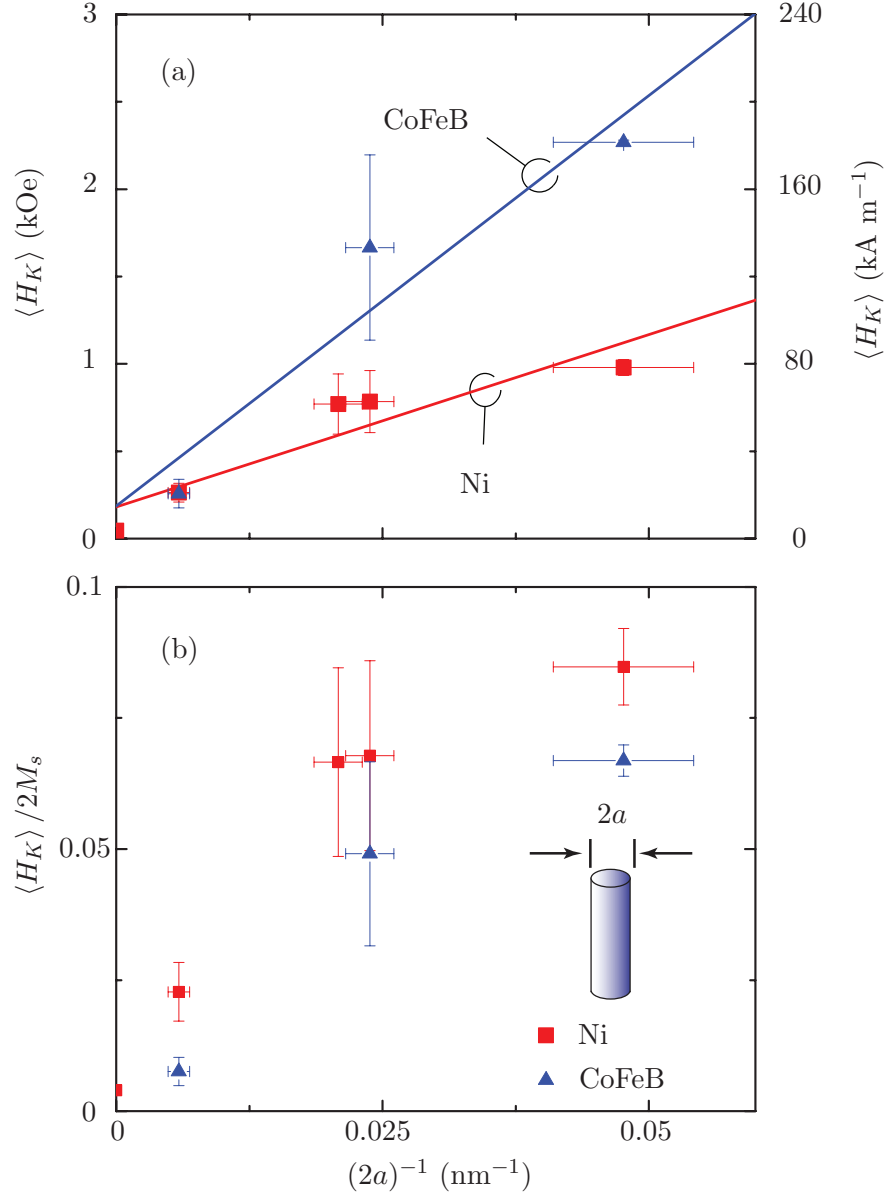


Figure 6.3 Constante d'anisotropie réduite moyenne  $\langle H_K \rangle = 2 \langle K \rangle / \mu_0 M_s$  et constante d'anisotropie réduite normalisée  $\langle H_K \rangle / 2M_s = \langle K \rangle / \mu_0 M_s^2$  des FMNWAs de Ni (carrés) et de CoFeB (triangles), en fonction de l'inverse du diamètre des fils  $(2a)^{-1}$ . Les lignes pleines correspondent à une régression linéaire au sens des moindres carrés. (a)  $\langle H_K \rangle$ . Pour le Ni, la régression linéaire donne  $\langle H_K \rangle = 19.7(2a)^{-1} + 0.2$  kOe, où  $a$  est en nm, avec un coefficient de détermination de 0.86, et pour le CoFeB la régression linéaire donne  $\langle H_K \rangle = 47(2a)^{-1} + 0.2$  kOe, où  $a$  est en nm, avec un coefficient de détermination de 0.91. (b)  $\langle H_K \rangle / 2M_s$ . Note : 1 Oe =  $1000/4\pi \simeq 80$  A m<sup>-1</sup>.

par exemple). Pour des couches minces, la pente de la courbe du graphe  $K$  versus  $1/t$  donne la valeur de  $K_s$ . Une relation linéaire avec l'inverse du diamètre n'est pas si claire pour les



valeurs montrées à la figure 6.3. Cependant, même une estimation grossière de la constante d'anisotropie à partir des pentes des courbes de la figure 6.3 nous permettrait de vérifier si la présence d'une anisotropie de surface est un scénario plausible.

Une régression linéaire au sens des moindres carrés a été effectuée sur les données expérimentales de la figure 6.3, et correspondent aux lignes pleines de la figure 6.3(a). Les paramètres de la régression linéaire sont indiqués dans la légende de la figure. Les pentes des courbes de régression de la figure 6.3(a) donnent, pour la constante  $\langle K \rangle$ ,  $0.46 \text{ erg cm}^{-2}$  ( $0.46 \text{ mJ m}^{-2}$ ) pour le Ni et  $3.14 \text{ erg cm}^{-2}$  ( $3.14 \text{ mJ m}^{-2}$ ) pour le CoFeB. Ces valeurs sont du même ordre de grandeur que la valeur de  $1 \text{ erg cm}^{-2}$  ( $1 \text{ mJ m}^{-2}$ ) mentionnée dans [46] ou [126]. Ces valeurs suggèrent qu'une anisotropie de surface pourrait être présente dans les FMNWAs à l'étude ici. L'anisotropie de surface provient du fait que les spins à la surface ne perçoivent pas le même environnement que les spins dans le volume. La présence de défauts à la surface des fils (rugosité, contraintes de surface, etc.) peuvent contribuer à l'anisotropie de surface. Cependant, à ce stade-ci, il convient de mentionner que la coercivité est un paramètre généralement complexe à modéliser. Les défauts à l'intérieur du fil ainsi que la possible présence de parois de domaine peuvent influencer la coercivité, et donc les valeurs de  $\langle H_K \rangle$  extraites par VSM. Nous reviendrons à l'interprétation de l'anisotropie additionnelle à la section suivante, où nous comparerons les valeurs de  $H_K$  obtenues par VSM à celles obtenues par FMR, dans des conditions où les FMNWAs sont uniformément aimantés.

## 6.3 Mesures hyperfréquences

### 6.3.1 Champ de résonance et champ effectif

La figure 6.4 montre le champ de résonance  $H_0$  en fonction de la fréquence de résonance  $\omega_0/2\pi$ , pour des FMNWAs de Ni et de CoFeB axialement aimantés. Les mesures ont été obtenues par la méthode du guide d'onde court-circuité (voir chapitre précédent). Les valeurs extraites par FMR, selon la méthode décrite à la section 5.3, sont consignées au tableau 6.2. Nous rappelons que les spectres FMR obtenus par la méthode du guide d'onde court-circuité sont proportionnels à la dérivée de la partie imaginaire de la susceptibilité dynamique par rapport au champ magnétique externe statique. À partir d'un spectre FMR, obtenu à une fréquence micro-onde donnée, nous pouvons extraire le champ de résonance et la largeur de la résonance d'un échantillon.

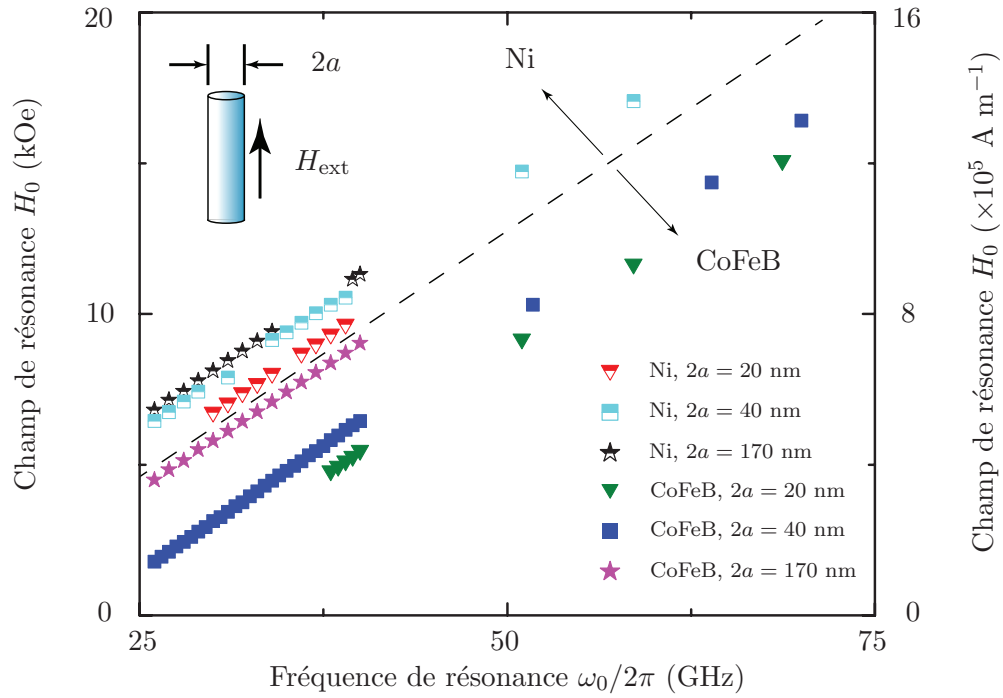


Figure 6.4 Dépendance fréquentielle du champ de résonance axial  $H_0$  des FMNWAs de Ni et de CoFeB, pour des diamètres de 20 nm (triangles inversés), de 40 nm (carrés) et de 170 nm (étoiles). La ligne pointillée démarque les données pour le Ni et le CoFeB. Les données correspondent aux échantillons suivants : Ni 37, Ni DC, Ni EA, CoFeB 14, CoFeB DJ et CoFeB EC (voir tableau 6.2 pour les détails). Note :  $1 \text{ Oe} = 1000/4\pi \simeq 80 \text{ A m}^{-1}$ .

Tableau 6.2 Données expérimentales des réseaux de nanofils ferromagnétiques extraites par FMR. Note : 1 Oe =  $1000/4\pi \simeq 80$  A m<sup>-1</sup>.

Nom	2a (nm)	D (nm)	L ( $\mu$ m)	$\frac{L}{2D}$	P	g	H <sub>eff</sub> (Oe)	$\alpha$	$\Delta H_0$ (Oe)	T <sub>1</sub> ( $\times 10^{-11}$ s)
Ni 6	170	330	6	9.09	0.18	2.21	1650	-	-	-
Ni 19	170	330	19	28.79	0.18	2.21	1642	0.014	1663	6.19
Ni 37	170	330	37	56.06	0.18	2.22	1550	0.047	1234	8.30
Ni M	170	330	15	22.73	0.18	2.18	1636	0.007	1444	7.24
Ni DA	42	111	0.105	0.474	0.12	2.24	337	-	-	-
Ni DB	42	111	3.16	14.22	0.12	2.23	1750	-	-	-
Ni DC	42	111	15	67.57	0.12	2.20	2098	0.025	1815	5.75
Ni DE	48	111	1.6	7.11	0.17	2.19	1130	-	-	-
Ni DG	48	111	0.53	2.37	0.17	2.16	727	-	-	-
Ni EA	20	60	1.5	12.5	0.08	2.18	3100	-0.008	1968	5.27
CoFeB 6	170	330	6	9.09	0.18	2.23	3664	-0.0007	636	16.01
CoFeB 14	170	330	14	21.21	0.18	2.21	3893	0.008	834	12.32
CoFeB 25	170	330	25	37.88	0.18	2.19	3851	-0.005	1099	9.43
CoFeB E3	170	330	8	12.12	0.18	2.22	3360	-	-	-
CoFeB DB	42	111	0.26	1.16	0.12	2.25	5850	-	-	-
CoFeB DH	42	111	100	455	0.12	2.16	5350	-	-	-
CoFeB DJ	42	111	33	150	0.12	2.15	6846	0.003	1792	5.90
CoFeB DM	42	111	100	450	0.12	2.17	5216	0.007	974	10.75
CoFeB EC	20	60	12	100	0.09	2.13	7946	0.009	2256	4.73
CoFeB EF	20	60	67	558	0.09	2.18	7019	0.008	1843	5.66

On rappelle que le champ de résonance d'un FMNWA uniformément aimanté axialement est donné par

$$H_0 = \frac{\omega_0}{\mu_0|\gamma|} - H_{\text{eff}}, \quad (6.4)$$

où  $\omega_0/2\pi$  est la fréquence de résonance,  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H m}^{-1}$  est la perméabilité du vide,  $\gamma = g\mu_B/\hbar$  est le rapport gyromagnétique,  $g$  est le facteur de Landé,  $\mu_B$  est le magnéton de Bohr, et  $\hbar$  est la constante de Planck réduite [voir équation (4.32) du chapitre 4]. À l'équation (6.4),  $H_{\text{eff}}$  est le champ effectif d'anisotropie, donné par

$$H_{\text{eff}} = \frac{M_s}{2} (1 - 3N_{zz}) + \frac{2K}{\mu_0 M_s}, \quad (6.5)$$

où  $M_s$  est l'aimantation à saturation,  $N_{zz}$  est le facteur de désaimantation, incluant les interactions dipolaires inter-fils et les interactions dipolaires de forme,  $K$  est la constante d'anisotropie uniaxiale additionnelle des fils. La pente de la courbe  $H_0$  vs  $\omega_0/2\pi$  est inversement proportionnelle au rapport gyromagnétique  $\gamma$ , et donnée par  $2\pi/\mu_0|\gamma|$ . Pour nos échantillons, le facteur de Landé  $g$  varie aux alentours de 2.2, une valeur typique pour les métaux magnétiques tels le Ni ( $g = 2.21$ ), le Fe ( $g = 2.10$ ) ou le Co ( $g = 2.18$ ) [97]. L'ordonnée à l'origine de la courbe  $H_0$  vs  $\omega_0/2\pi$  correspond à  $-H_{\text{eff}}$ , où  $H_{\text{eff}}$  est le champ effectif d'anisotropie. Puisque  $\omega_0/\mu_0|\gamma| = H_0 + H_{\text{eff}}$ , la fréquence de résonance à champ externe statique nul est d'autant plus élevée que le champ effectif est important, donc que  $N_{zz}$  est faible ou que  $K$  est grand.

Pour faciliter la discussion, posons la constante  $K$  égale à zéro. La constante  $K$  augmente ou réduit le champ effectif, selon que  $K$  est positif ou négatif. Si les interactions dipolaires inter-fils sont négligeables,  $N_{zz}$  est dominé par le facteur de désaimantation de forme  $N_{\text{sh},zz}$ . Lorsque la longueur des fils est très supérieure au diamètre,  $N_{\text{sh},zz}$  tend vers zéro. À ce moment, le champ effectif tend vers celui d'un cylindre infiniment long, donné par  $H_{\text{eff}} = M_s/2$ , où  $M_s$  est l'aimantation à saturation des fils. Dans le cas où les interactions dipolaires sont suffisamment importantes pour que  $N_{zz} \simeq 1$ , le champ effectif est donné par  $H_{\text{eff}} \simeq -M_s$ . Cette situation s'apparente à celle d'une couche infiniment mince, d'aimantation  $M_s$ . Les FMNWAs se situent entre le cylindre infiniment long et la couche infiniment mince. Si  $N_{zz} < 1/3$ , ce qui est le cas pour la plupart de nos échantillons,  $H_{\text{eff}} > 0$  et alors les FMNWAs se comportent davantage comme un cylindre, avec un axe facile le long de l'axe des fils. Si  $N_{zz} > 1/3$ ,  $H_{\text{eff}} < 0$  et les FMNWAs se comportent plutôt comme une couche mince, où le plan de la couche est un plan facile. Dans le cas particulier où  $N_{zz} = 1/3$ ,  $H_{\text{eff}} = 0$  et alors le matériau devient isotrope.

Encinas *et al.* ont proposé une expression pour le champ effectif donnée par  $H_{\text{eff}} = M_s(1 -$

$3P)/2$ , où  $M_s$  est l'aimantation à saturation et  $P$  est la porosité de surface (fraction de la surface occupée par les fils), basés sur une approche de type champ moyen [61]. Cette expression a été validée expérimentalement par Encinas *et al.* à l'aide de mesures FMR. Si l'on pose  $K = 0$  et  $N_{\text{sh},zz} \simeq 0$  dans notre expression pour le champ effectif ci-haut, nous retrouvons l'expression de Encinas *et al.* lorsque  $L \gg 2D$  et  $L \gg 2a$ , avec  $N_{\text{int},zz} \rightarrow P$ . À noter que Ramos *et al.* [144] et Marson *et al.* [116] ont utilisé un champ effectif phénoménologique de type  $M_s(1 - 2P)/2$ , au lieu de l'expression  $M_s(1 - 3P)/2$  proposée par Encinas *et al.* Dumitru *et al.* ont traité le champ dipolaire à l'intérieur des FMNWAs à l'aide de monopôles à la surface des fils, et ont retrouvé l'expression proposée par Encinas *et al.* [57]. Carignan *et al.* ont développé un modèle pour calculer le champ effectif de FMNWAs uniformément aimantés, dominés par les interactions dipolaires [31]. L'expression phénoménologique proposée par Encinas *et al.* a été retrouvée par Carignan *et al.* dans la limite monopolaire, où  $L \gg 2D$  et  $L \gg 2a$ .

Les spectres FMR des FMNWAs présentent un pic principal, attribué à la résonance uniforme, et parfois un (rarement deux) pic(s) additionnel(s). Des pics additionnels ont également été observés par Ebels *et al.* à l'aide de mesures FMR angulaires sur des FMNWAs de Ni de différents diamètres (voir figure 5 de [58] par exemple). Arias et Mills [8], [9], Kraus [101] et Kraus *et al.* [103] ont modélisé la réponse dynamique de fils cylindriques aimantés axialement, en résolvant l'équation du mouvement de l'aimantation et les équations de Maxwell, en tenant compte de l'interaction d'échange et des conditions aux frontières. Ces auteurs ont attribué les pics additionnels à des ondes de spin, visibles uniquement en présence d'une anisotropie de surface. Les ondes de spin dans les FMNWAs de Ni ont été étudiées par Wang *et al.* [180] et Stashkevich *et al.* [169], à l'aide de la spectroscopie Brillouin. La figure G.1 de l'annexe G montre l'existence de modes propres du réseau près de la résonance uniforme, et ce même en l'absence d'une anisotropie de surface. Les pics satellites observés près de la résonance uniforme pourraient provenir de certains modes propres du réseau, si les conditions expérimentales favorisent l'excitation de tels modes. Une analyse plus approfondie des pics satellites de résonance irait bien au-delà du présent manuscrit, et est laissée à une étude ultérieure.

La figure 6.5 montre quelques mesures FMR angulaires représentatives des FMNWAs, obtenues à l'aide de cavités résonantes (voir chapitre précédent pour les détails sur la mesure). Le champ de résonance  $H_0$  est montré en fonction de l'angle du champ magnétique externe statique,  $\theta_H$ , pour des nanofils de Ni et CoFeB de plusieurs diamètres. Pour faciliter la comparaison, le champ de résonance a été réduit de la valeur  $\omega_0/\mu_0|\gamma|$ , où  $\omega_0/2\pi$  est la fréquence de résonance et  $\gamma$  est le rapport gyromagnétique extrait par la procédure de régression décrite au chapitre précédent. Nous rappelons que pour une fréquence micro-onde d'excitation et

un angle de champ magnétique externe statique donnés, un spectre FMR obtenu par cavité résonante est proportionnel à la partie imaginaire de la susceptibilité dynamique. À partir d'un tel spectre, nous pouvons extraire le champ de résonance et l'élargissement de la résonance. Si nous répétons la mesure à plusieurs angles du champ magnétique externe statique, entre 0 et 180 degrés par rapport à l'axe des fils, nous obtenons les courbes de la figure 6.5.

On rappelle que la dépendance angulaire du champ de résonance est donnée par [voir équation (4.29) du chapitre 4]

$$\left(\frac{\omega_0}{\mu_0|\gamma|}\right)^2 = [H_0 \cos(\theta_H - \theta_M) + H_{\text{eff}} \cos^2 \theta_M] [H_0 \cos(\theta_H - \theta_M) + H_{\text{eff}} \cos 2\theta_M], \quad (6.6)$$

où  $\theta_H$  est l'angle du champ externe statique par rapport à l'axe des fils ( $\theta_H = 0$  correspond à une aimantation axiale),  $H_{\text{eff}}$  est le champ effectif d'anisotropie, donné à l'équation (6.5),  $\omega_0/\mu_0|\gamma|$  est la fréquence de résonance réduite,  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$  est la perméabilité du vide,  $\gamma$  est le rapport gyromagnétique, et  $\theta_M$  est l'angle d'équilibre de l'aimantation des fils.

Pour analyser les courbes de la figure 6.5, reprenons l'équation (6.6), et effectuons la multiplication terme à terme, en supposant que le champ de résonance est suffisamment important pour que  $\theta_M \simeq \theta_H$ . Nous obtenons alors, en utilisant l'identité trigonométrique  $\cos^2 \theta_H + \cos 2\theta_H = 3 \cos^2 \theta_H - 1$ ,

$$\left(\frac{\omega_0}{\mu_0|\gamma|}\right)^2 \simeq H_0^2 + H_0 H_{\text{eff}} (3 \cos^2 \theta_H - 1) + H_{\text{eff}}^2 \cos^2 \theta_H \cos 2\theta_H. \quad (6.7)$$

Si le champ externe est suffisamment important pour que  $H_0^2 \gg H_{\text{eff}}^2$ , il est possible de négliger le dernier terme de l'équation (6.7) par rapport au terme  $H_0^2$ . Si l'on prend la racine de l'équation (6.7), et que l'on développe la racine en série de Taylor au premier ordre, on obtient

$$H_0 - \frac{\omega_0}{\mu_0|\gamma|} \simeq \frac{H_{\text{eff}}}{2} (1 - 3 \cos^2 \theta_H). \quad (6.8)$$

L'équation (6.8) permet de discuter des courbes  $H_0$  vs  $\theta_H$  de la figure 6.5. L'amplitude de la courbe  $H_0$  vs  $\theta_H$  est proportionnelle au champ effectif  $H_{\text{eff}}$ . On rappelle que  $H_{\text{eff}}$  est lié à l'anisotropie magnétique. Plus le matériau est anisotrope, et plus  $H_{\text{eff}}$  est élevé donc plus l'amplitude la courbe est importante. Le signe de  $H_{\text{eff}}$  définit la courbure de  $H_0$  vs  $\theta_H$ . La dépendance angulaire des courbes  $H_0$  vs  $\theta_H$  a la forme d'une cloche, ce qui indique un champ effectif positif, donc un axe facile le long de l'axe des fils. Une cloche inversée indiquerait un champ effectif négatif, donc un plan facile dans le plan transverse aux fils. À fréquence

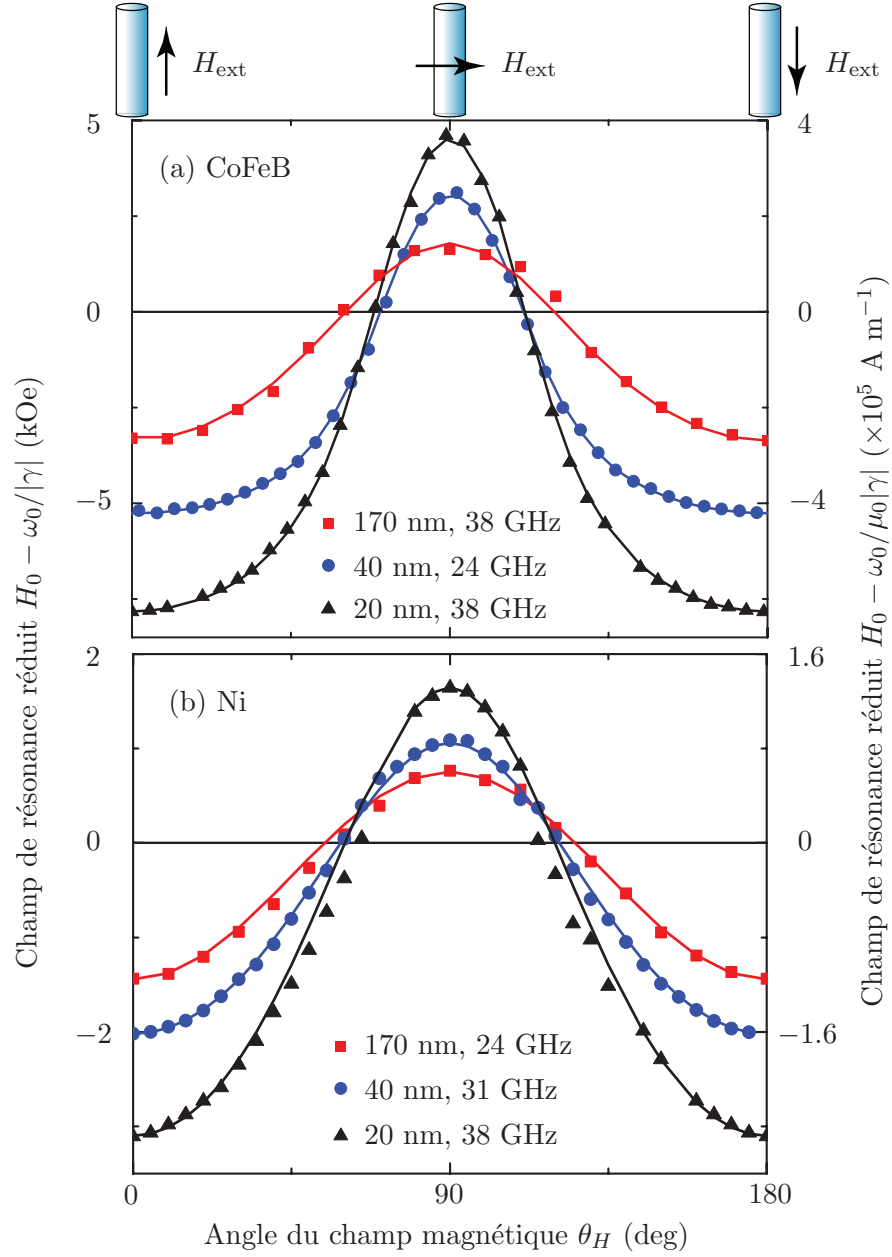


Figure 6.5 Mesures de FMR angulaires de FMNWAs de Ni et de CoFeB, à l'aide de cavités résonantes. Le champ de résonance réduit,  $H_0 - \omega_0/\mu_0|\gamma|$ , est tracé en fonction de l'angle du champ magnétique externe statique  $\theta_H$ . Les courbes pleines correspondent à une régression des points expérimentaux à l'aide de l'équation (6.6). (a) FMNWAs de CoFeB (CoFeB E3, CoFeB DM et CoFeB EC). (b) FMNWAs de Ni (Ni M, Ni DC et Ni EA). Note :  $1 \text{ Oe} = 1000/4\pi \simeq 80 \text{ A m}^{-1}$ .

constante, les courbes de la figure 6.5 indiquent que le champ de résonance transverse aux fils est supérieur au champ de résonance axial. Puisque le champ de désaimantation provenant de la forme du fil réduit le champ interne du fil transversalement aimanté, il faut appliquer

un champ externe statique plus important pour atteindre la même fréquence de résonance que le fil axialement aimanté. L'interaction dipolaire inter-fils amenuise cet effet, puisque le champ dipolaire inter-fils du FMNWA transversalement aimanté est orienté selon la direction de l'aimantation.

On note que les courbes  $H_0$  vs  $\theta_H$  s'intersectent à un angle  $\theta_H \simeq 55^\circ$ . Regardons le terme entre parenthèses de l'équation (6.8). Nous constatons que le terme entre parenthèses s'annule lorsque  $3 \cos^2 \theta_H = 1$ , donc lorsque  $\theta_H \simeq 55^\circ$ . Pour comprendre ce qui se produit à cet angle, reprenons l'équation du mouvement de l'aimantation, donnée par l'équation (4.7). Considérons un FMNWA uniformément aimanté dans la direction  $\theta_M$  par rapport à l'axe du fil. L'axe du fil définit le système de coordonnées  $x'y'z'$ , où l'axe  $z'$  coïncide avec l'axe du fil. Le système  $xyz$ , tourné d'un angle  $\theta_M$  autour de l'axe  $x'$ , est défini tel que l'axe  $z$  correspond à la partie statique de l'aimantation en précession. Posons  $K = 0$  pour simplifier la discussion. Le moment de force exercé par le champ dipolaire  $\mathbf{H}_{\text{dip}}(t)$  sur l'aimantation  $\mathbf{M}(t) \simeq m_x(t)\hat{\mathbf{x}} + m_y(t)\hat{\mathbf{y}} + M_s\hat{\mathbf{z}}$ , dans le système  $xyz$  de l'aimantation en précession, s'écrit

$$\begin{aligned} \mathbf{M}(t) \times \mathbf{H}_{\text{dip}}(t) = & -M_s (N_{x'x'} - N_{z'z'}) (1 - 2 \cos^2 \theta_M) m_y(t) \hat{\mathbf{x}} \\ & - M_s (N_{x'x'} - N_{z'z'}) \cos^2 \theta_M m_x(t) \hat{\mathbf{y}}, \end{aligned} \quad (6.9)$$

où  $M_s$  est l'aimantation à saturation,  $N_{x'x'}$  et  $N_{z'z'}$  sont les facteurs de désaimantation dus aux interactions dipolaires. Nous avons utilisé le fait que  $2N_{x'x'} + N_{z'z'} = 1$  et avons omis la composante selon  $\hat{\mathbf{z}}$ , sans intérêt ici. L'équation (6.9) nous permet de mieux apprécier ce qui se passe à  $\theta_M \simeq 55^\circ$ . En effet, lorsque  $\cos^2 \theta_M = 1/3$ , le moment de force devient

$$\mathbf{M}(t) \times \mathbf{H}_{\text{dip}}(t)|_{\cos^2 \theta_M = 1/3} = -\frac{M_s (N_{x'x'} - N_{z'z'})}{3} [m_y(t) \hat{\mathbf{x}} + m_x(t) \hat{\mathbf{y}}]. \quad (6.10)$$

L'équation (6.10) nous indique que le moment de force produit par le champ dipolaire sur l'aimantation est le même selon  $x$  et  $y$ , pour un angle  $\theta_M \simeq 55^\circ$ ; autrement dit, les interactions dipolaires sont compensées à  $\theta_M \simeq 55^\circ$ . Si le terme  $M_s(N_{x'x'} - N_{z'z'})/3$  est beaucoup plus petit que le champ externe statique, alors le champ de résonance peut s'écrire  $H_0 \simeq \omega_0/\mu_0|\gamma|$ ; i.e.,  $H_0$  ne dépend que de la fréquence d'opération  $\omega_0/2\pi$  et du rapport gyromagnétique  $\gamma$ .

La comparaison entre le champ effectif normalisé  $H_{\text{eff}}/M_s$  obtenu par VSM et FMR est montrée à la figure 6.6. Les valeurs des champs effectifs sont données au tableau 6.1 pour les mesures VSM, et au tableau 6.2 pour les mesures FMR. On rappelle que le champ effectif obtenu par VSM,  $(H_{\text{eff}}/M_s)_{\text{VSM}}$ , est donné par la différence entre la susceptibilité apparente transverse et axiale des courbes d'hystérésis normalisées [voir équation (6.3)]. Le champ effectif obtenu par FMR,  $(H_{\text{eff}}/M_s)_{\text{FMR}}$ , est proportionnel à l'amplitude de la courbe  $H_0$



versus  $\theta_H$  [voir équation (6.8)]. Les champs effectifs obtenus par VSM et FMR sont ensuite divisés par l'aimantation à saturation qui, rappelons-le, est obtenue selon la méthode des susceptibilités apparentes appliquée à des couches minces de Ni et CoFeB (voir annexe H).

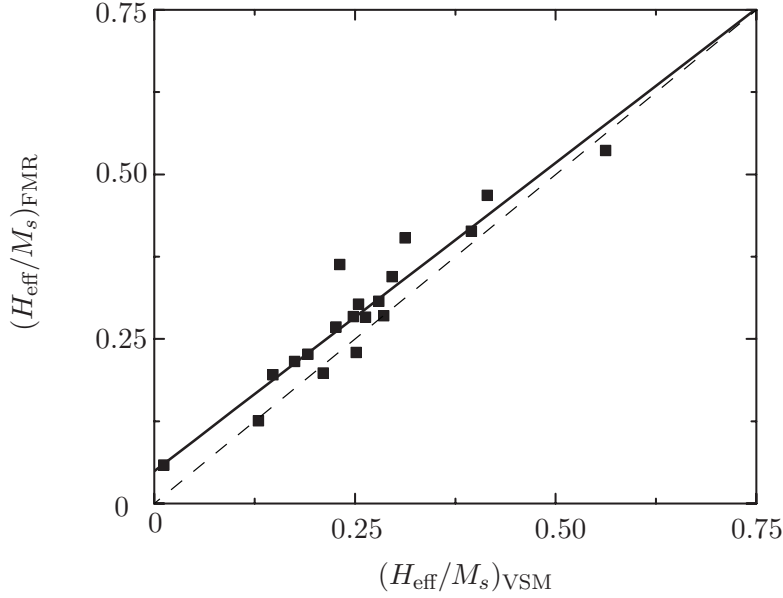


Figure 6.6 Corrélation entre le champ effectif réduit  $(H_{\text{eff}}/M_s)_{\text{VSM}}$  obtenu par VSM et  $(H_{\text{eff}}/M_s)_{\text{FMR}}$  obtenu par FMR, pour les FMNWAs de Ni et de CoFeB. La droite de régression (ligne continue) s'écrit  $(H_{\text{eff}}/M_s)_{\text{FMR}} = 0.94(H_{\text{eff}}/M_s)_{\text{VSM}} + 0.05$ , avec un coefficient de détermination de 0.90. La courbe pointillée correspond à la situation où  $(H_{\text{eff}}/M_s)_{\text{FMR}} = (H_{\text{eff}}/M_s)_{\text{VSM}}$ .

La figure 6.6 montre une corrélation entre le champ effectif obtenu par VSM et FMR. La courbe pleine correspond à une régression linéaire au sens des moindres carrés. Les coefficients de la régression sont indiqués dans la légende de la figure. La courbe tiretée correspond à la situation où  $(H_{\text{eff}}/M_s)_{\text{FMR}} = (H_{\text{eff}}/M_s)_{\text{VSM}}$ . La figure 6.6 suggère que les mesures VSM sous-estiment le champ effectif par rapport à celui obtenu par FMR, d'autant plus lorsque  $H_{\text{eff}}/M_s$  est de faible amplitude. Le champ effectif  $(H_{\text{eff}}/M_s)_{\text{FMR}}$  est obtenu par FMR, dans des conditions où les FMNWAs sont uniformément aimantés. Le champ effectif  $(H_{\text{eff}}/M_s)_{\text{VSM}}$  est obtenu par VSM, sous la saturation des FMNWAs, dans des conditions où les nanofils ne sont pas nécessairement uniformément aimantés. Si l'aimantation intra-fil n'est pas totalement uniforme, le champ effectif mesuré par VSM peut être inférieur à celui mesuré par FMR.

### 6.3.2 Anisotropies magnétiques

La figure 6.7 compare le modèle d'interactions dipolaires, dérivé au chapitre 3, aux mesures FMR [figure 6.7(a)] et VSM [figure 6.7(b)]. Pour les mesures FMR, nous posons  $K = 0$  dans

le calcul de  $N_{\text{int},zz}$  [voir équation (6.11) plus bas]. Le facteur de désaimantation dû aux interactions dipolaires inter-fils normalisé par la porosité de surface,  $N_{\text{int},zz}/P$ , est montré en fonction de la longueur normalisée des fils,  $L/2D$ , sur une échelle logarithmique. On rappelle que si les nanofils sont uniformément aimantés dans la direction axiale, le produit de  $N_{\text{int},zz}$  par l'aimantation des fils correspond au champ dipolaire inter-fils axial que subit chaque fil du réseau. À noter que l'on omet de notre analyse les échantillons CoFeB DM et CoFeB EF du tableau 6.2, fabriqués à l'aide du second procédé d'anodization de l'aluminium (voir chapitre 2). La raison est que nous n'avons pas suffisamment d'échantillons obtenus selon le second procédé d'anodization de l'aluminium pour effectuer une analyse statistique représentative.

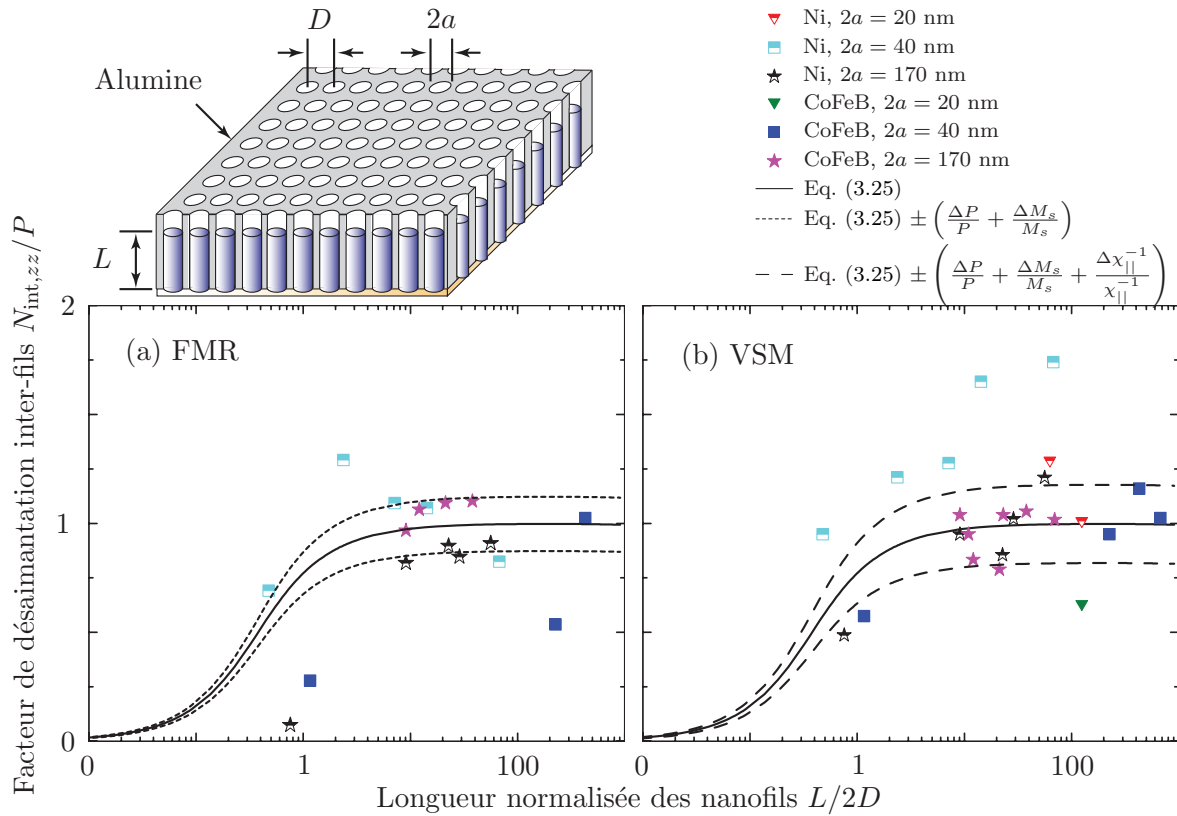


Figure 6.7 Facteur de désaimantation inter-fils normalisé par la porosité de surface,  $N_{\text{int},zz}/P$ , en fonction de la longueur normalisée des nanofils,  $L/2D$ , sur une échelle logarithmique. Les valeurs expérimentales extraites par VSM et FMR sont comparées à celles calculées à l'aide de l'équation (3.25). (a) FMR (on pose  $K = 0$  pour l'extraction de  $N_{\text{int},zz}$ ). (b) VSM.

L'équation (3.25) a été utilisée pour le calcul du facteur de désaimantation inter-fils (ligne continue). Les lignes tiretées correspondent au facteur  $N_{\text{int},zz}/P$  calculé à l'aide de l'équation (3.25), auquel nous avons ajouté l'incertitude relative associée à la porosité de surface  $P$  (typiquement de 8%), à l'aimantation à saturation  $M_s$  (4%) et à la susceptibilité apparente

axiale  $\chi_{\parallel}$  (5%), le cas échéant (voir chapitre 2, 5 et annexe H).

Pour les mesures VSM, nous avons extrait  $N_{\text{int},zz}$  à l'aide de la pente de la courbe d'hystérésis axiale, inversement proportionnelle à  $N_{\text{int},zz}$  [voir équation (6.1)], suivant la procédure décrite au chapitre précédent. Pour les mesures FMR, nous avons d'abord extrait le champ effectif  $H_{\text{eff}}$  à l'aide des mesures FMR angulaires par cavité résonante et des mesures FMR fréquentielles par la méthode du guide d'onde court-circuité. Ensuite, grâce à l'équation (6.5), nous pouvons écrire le facteur de désaimantation  $N_{\text{int},zz}$ , dû à l'interaction dipolaire inter-fils, comme

$$N_{\text{int},zz} = \frac{1}{3} \left[ 1 - \frac{H_{\text{eff}} - 2K/\mu_0 M_s}{M_s/2} \right] - N_{\text{sh},zz}, \quad (6.11)$$

où  $M_s$  est l'aimantation à saturation, et  $K$  est la constante d'anisotropie uniaxiale, négligée en première approximation, et  $N_{\text{sh},zz}$  le facteur de désaimantation de forme, calculé à l'aide de l'équation (C.1).

La figure 6.7(a) suggère que les nanofils de 170 nm sont dominés par les interactions dipolaires. Les valeurs de  $N_{\text{int},zz}/P$  obtenues par FMR, en négligeant la constante d'anisotropie  $K$ , sont en accord avec les valeurs calculées à l'aide du modèle d'interactions dipolaires. L'accord est moins bon pour les fils de 40 nm de diamètre, en particulier les fils de Co-FeB. Dans le cas des FMNWAs de 20 nm, si l'on pose  $K = 0$ , on obtient un facteur de désaimantation  $N_{\text{int},zz}$  négatif [résultat à l'extérieur des limites de la figure 6.7(a)], alors que pour les paramètres géométriques des FMNWAs de 20 nm, nous devrions obtenir un facteur de désaimantation  $N_{\text{int},zz}$  de l'ordre de la porosité de surface. Ceci indique une contribution importante de l'anisotropie additionnelle pour les fils de 20 nm de diamètre.

La figure 6.7(b) montre un accord plutôt grossier entre les mesures VSM et le modèle : les points expérimentaux sont en moyenne distribués près de la courbe prédite par le modèle, mais la variance est très importante. Dans le cas de la FMR, le champ appliqué est suffisamment important pour que les fils soient uniformément aimantés. Cette situation est bien prise en compte par le modèle. Pour la magnétométrie VSM, le modèle simpliste à deux populations de fils, d'aimantation intra-fil uniforme, prédit une susceptibilité apparente dont la pente est inversement proportionnelle au facteur de désaimantation inter-fils  $N_{\text{int},zz}$ . Puisqu'une fraction importante des points expérimentaux se trouve à l'extérieur des limites du modèle, nous en déduisons que le modèle ne tient pas compte de plusieurs subtilités des processus d'aimantation des FMNWAs. Lors de la dérivation du modèle, nous avons supposé que l'aimantation intra-fil était uniforme, alors qu'elle ne l'est pas nécessairement. Par exemple, des calculs micro-magnétiques de Hertel, sur des FMNWAs de Ni de 40 nm de diamètre axialement aimantés, suggèrent que, à la rémanence, l'aimantation n'est pas uniforme à l'extrémité des fils, et peut s'orienter dans la direction d'un fil d'aimantation opposée

(voir figure 6.2(a), reproduite de [81]). De plus, l'aimantation peut être piégée lors du processus de renversement des fils, et présenter une paroi de domaine, comme le suggère les travaux de Wernsdorfer *et al.* sur des nanofils isolés de Ni de 50 nm de diamètre (figure 5 de [181]). Si l'aimantation n'est pas uniforme à l'intérieur des fils, le champ dipolaire dû à la forme des fils n'est plus donné par le produit du tenseur de désaimantation de forme et de l'aimantation à saturation du fil, mais plutôt donné approximativement par le produit du tenseur de désaimantation de forme et de l'aimantation moyenne intra-fil. De même, si l'aimantation n'est pas uniforme à l'intérieur des fils, le champ dipolaire inter-fils produit par une population n'est plus donné par le produit du tenseur de désaimantation inter-fils de la population et de l'aimantation à saturation, mais plutôt donné approximativement par le produit du tenseur de désaimantation inter-fils de la population et de l'aimantation moyenne intra-fil de la population. Un modèle raffiné pourrait tenir compte de ces effets, en plus de la présence de défauts dans les fils et à la surface des fils.

À la section précédente, nous avons extrait la constante d'anisotropie  $K$  par VSM, à l'aide de la coercivité des courbes d'hystérésis axiales des FMNWAs. Nous pouvons également extraire la constante  $K$  des FMNWAs à l'aide des mesures FMR. Grâce à l'équation (6.5), nous pouvons écrire

$$\frac{2K}{\mu_0 M_s} = H_K = H_{\text{eff}} - \frac{M_s}{2} (1 - 3N_{zz}), \quad (6.12)$$

ce qui nous permet d'extraire la constante d'anisotropie additionnelle réduite  $H_K = 2K/\mu_0 M_s$ . Pour ce faire, nous prenons le champ effectif  $H_{\text{eff}}$  extrait par FMR des échantillons présentés au tableau 6.2, auquel nous soustrayons la contribution dipolaire, donnée par le dernier terme de l'équation (6.12). Le terme  $N_{\text{int},zz}$  est calculé à l'aide de l'équation (3.25) et le terme  $N_{\text{sh},zz}$  est calculé à l'aide de l'équation (C.1), afin d'obtenir  $N_{zz} = N_{\text{int},zz} + N_{\text{sh},zz}$ . Finalement, nous calculons la constante d'anisotropie réduite moyenne  $\langle H_K \rangle = 2 \langle K \rangle / \mu_0 M_s$ , en prenant une moyenne des valeurs de  $2K/\mu_0 M_s$ , pour un diamètre de fil  $2a$  donné. L'incertitude sur les valeurs de  $\langle H_K \rangle$  correspond à un écart-type des valeurs moyennes de  $\langle H_K \rangle$ . Pour les fils de 20 nm, nous n'avons qu'un échantillon de Ni (Ni EA) et un échantillon de CoFeB (CoFeB EC). Pour ces échantillons, nous prenons l'incertitude comme la somme de l'incertitude relative associée l'aimantation à saturation (4%) et à la porosité de surface (de l'ordre de 8%). L'incertitude sur le diamètre des fils correspond à un écart-type de la valeur moyenne du diamètre, extrait par microscopie électronique à balayage.

La figure 6.8 montre la comparaison entre la constante d'anisotropie uniaxiale réduite moyenne  $\langle H_K \rangle = 2 \langle K \rangle / \mu_0 M_s$  obtenue par VSM et FMR, en fonction de l'inverse du diamètre  $(2a)^{-1}$ .

Nous observons, à la figure 6.8, une augmentation monotone de  $\langle H_K \rangle$  avec l'inverse du

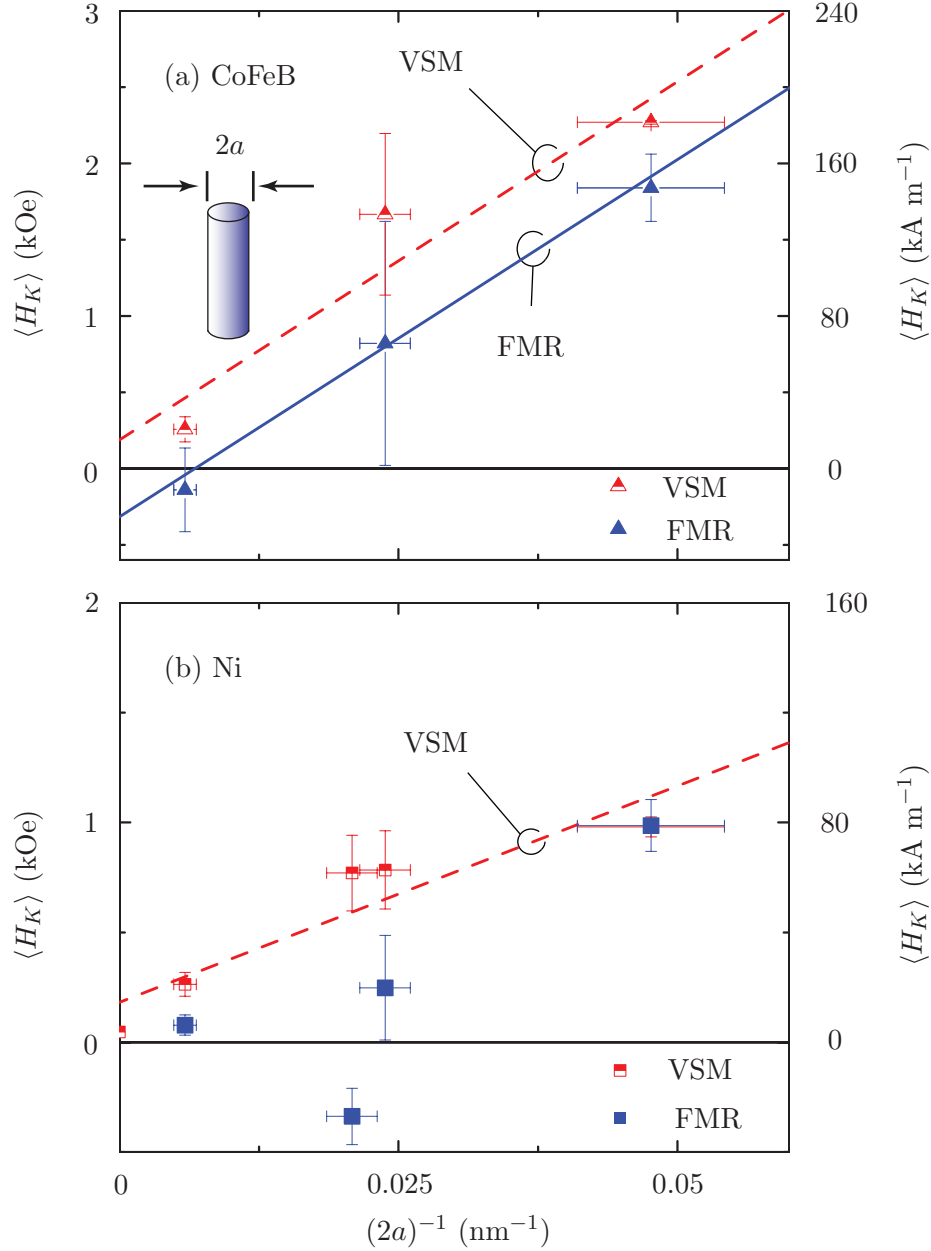


Figure 6.8 Comparaison entre les constantes d'anisotropie réduites moyennes  $\langle H_K \rangle = 2 \langle K \rangle / \mu_0 M_s$  des FMNWAs de Ni et de CoFeB, obtenues par VSM (symboles demi-pleins) et FMR (symboles pleins), en fonction de l'inverse du diamètre des fils  $(2a)^{-1}$ . Les données obtenues par VSM ainsi que les droites de régression associées (lignes tiretées) proviennent de la figure 6.3. (a) CoFeB. La droite de régression pour les données FMR (ligne continue) s'écrit  $\langle H_K \rangle = 36.2(2a)^{-1} - 0.2$  kOe, avec un coefficient de détermination de 0.98 (b) Ni. Note : 1 Oe =  $1000/4\pi \simeq 80$  A m<sup>-1</sup>.

diamètre des fils. L'augmentation de la constante d'anisotropie en fonction de l'inverse du diamètre suggère un effet de surface important pour les FMNWAs. Tel que mentionné à la

section précédente, une relation donnée par  $K = K_v + K_s/t$  est attendue pour les couches minces uniformément aimantées, où  $K_v$  est la constante d'anisotropie volumique et  $K_s$  est la constante d'anisotropie de surface, de l'ordre de 0.1 à 1 erg cm<sup>-2</sup> (0.1 à 1 mJ m<sup>-2</sup>). Quoiqu'il y ait une augmentation monotone de  $\langle H_K \rangle$  avec l'inverse du diamètre des fils, une relation linéaire en  $(2a)^{-1}$  n'est pas si claire, surtout pour les FMNWAs de Ni, où l'on note une décroissance subite de  $H_K$  à  $(2a)^{-1} \simeq 0.02$  nm<sup>-1</sup>. Une explication possible de cette décroissance subite, est que les paramètres géométriques extraits par microscopie électronique à balayage pour ces échantillons (échantillons Ni DE et Ni DG des tableaux 6.1 et 6.2) ne correspondent pas exactement aux paramètres géométriques réels des fils. Par exemple, si le diamètre moyen des fils est supérieur au diamètre moyen mesuré par SEM, la porosité de surface et donc le facteur de désaimantation  $N_{zz}$  sont sous-estimés. Puisque  $H_K = H_{\text{eff}} - M_s(1 - 3N_{zz})/2$ , si nous sous-estimons  $N_{zz}$ , nous sous-estimons également  $H_K$ .

Afin de vérifier si la présence d'une anisotropie de surface est plausible pour nos échantillons, nous effectuons une régression linéaire au sens des moindres carrés sur les données obtenues par FMR à la figure 6.8(a) (ligne continue). Les paramètres de la régression sont indiquées dans la légende de la figure. Nous obtenons une pente de régression de 3.13 erg cm<sup>-2</sup> (3.13 mJ m<sup>-2</sup>). À l'aide des mesures VSM [ligne tiretée de la figure 6.8(a)], nous obtenons une pente de régression de 3.14 erg cm<sup>-2</sup> (3.14 mJ m<sup>-2</sup>) pour le CoFeB. Les valeurs obtenues par FMR et VSM sont en accord mutuel. Ces valeurs, ainsi que la valeur obtenue par VSM pour le Ni (0.4 mJ m<sup>-2</sup>), sont du même ordre de grandeur que les valeurs des constantes d'anisotropie de surface rapportées dans [46] ou [126] (de l'ordre de 0.1 à 1 mJ m<sup>-2</sup>). Les valeurs obtenues par VSM et FMR suggèrent la présence d'une anisotropie de surface pour les FMNWAs à l'étude ici.

La valeur pour le CoFeB est tout de même un peu plus de 3 fois la valeur de 1 mJ m<sup>-2</sup> mentionnée dans [126]. Regardons d'où peut provenir cette différence. Dans le cas d'une couche mince de surface  $S$  et de volume  $V = St$ , où  $t$  est l'épaisseur de la couche, la constante d'anisotropie effective  $K'_s$  associée à l'anisotropie de surface est souvent écrite  $K'_s = K_s(S/V) = K_s/t$ , où  $K_s$  est la constante d'anisotropie de surface [voir équation (3.13)]. Dans le cas d'une sphère de rayon  $a$ , de surface  $S = 4\pi a^2$  et de volume  $V = 4\pi a^3/3$ , Bodker *et al.* [17] ont écrit la constante d'anisotropie effective  $K'_s = K_s(S/V) = 6K_s/2a$ , où le facteur 6 provient du rapport surface sur volume des sphères. Dans le cas de fils cylindriques de diamètre  $2a$  et de longueur  $L$ , de surface  $S = 2\pi aL + 2\pi a^2 \approx 2\pi aL$  et de volume  $V = \pi a^2 L$ , la constante d'anisotropie effective pourrait s'écrire  $K'_s = K_s(S/V) \approx 4K_s/2a$ . Dans ce cas, la constante d'anisotropie  $K'_s$  augmenterait avec l'inverse du diamètre des fils, et le facteur 4 proviendrait du rapport surface sur volume des fils. Si l'on divise par 4 les valeurs mentionnées plus haut, on obtient 0.12 mJ m<sup>-2</sup> pour la valeur extraite par VSM pour le Ni, et 0.79 mJ

$\text{m}^{-2}$  pour la valeur extraite par VSM pour le CoFeB, et  $0.78 \text{ mJ m}^{-2}$  pour la valeur extraite par FMR pour le CoFeB. Ces valeurs de constante d'anisotropie de surface sont comparables aux valeurs de  $0.1$  à  $1 \text{ mJ m}^{-2}$  mentionnées dans [126], pour l'anisotropie de surface.

Nous constatons également que les valeurs de  $H_K$  extraites par VSM sont souvent supérieures à celles extraites par FMR, comme le montre les figures 6.8(a) et (b). Nous rappelons que les valeurs de  $H_K$  obtenues par VSM proviennent de la coercivité des courbes d'hystérésis axiales des FMNWAs. La présence de défauts ou inhomogénéités à l'intérieur des fils, ainsi que la possible présence de parois de domaine peuvent influencer la coercivité. De tels effets ne sont pas pris en compte par notre modèle, et peuvent expliquer la différence entre les valeurs obtenues par VSM et FMR.

### 6.3.3 Élargissement de la résonance

La figure 6.9 montre la dépendance fréquentielle de la pleine largeur à mi-hauteur de la résonance  $\Delta H$ , de FMNWAs de Ni et de CoFeB aimantés axialement, obtenue à l'aide de la méthode du guide d'onde court circuité (voir chapitre précédent pour les détails sur la mesure). On note que les données expérimentales dans la bande Ka (26-40 GHz) ont été omises pour le FMNWA de CoFeB 20 nm de diamètre (CoFeB EC). La présence de deux pics de résonance presque superposés, à bas champ, pour cet échantillon, nous empêche de bien déconvoluer les pics de résonance.

On rappelle que la dépendance fréquentielle de l'élargissement de la résonance d'un FMNWA axialement aimanté est donnée approximativement par

$$\Delta H \simeq \frac{2\alpha\omega}{\mu_0|\gamma|} + \Delta H_0, \quad (6.13)$$

où  $\alpha$  est le paramètre d'amortissement phénoménologique de Gilbert,  $\omega/2\pi$  la fréquence du champ magnétique dynamique externe,  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H m}^{-1}$  la perméabilité du vide,  $\gamma = g\mu_B/\hbar$  le rapport gyromagnétique,  $g$  le facteur de Landé,  $\mu_B$  le magnéton de Bohr,  $\hbar$  la constante de Planck réduite et  $\Delta H_0 = 2/\mu_0 T_1$  est l'élargissement de la résonance extrapolé à fréquence nulle, et  $T_1$  le paramètre d'amortissement phénoménologique de Bloch-Bloembergen (voir chapitre 4).

La pente de la courbe  $\Delta H$  vs  $\omega/2\pi$  est proportionnelle au paramètre d'amortissement  $\alpha$  et l'ordonnée à l'origine est inversement proportionnelle au paramètre d'amortissement  $T_1$ . Pour les métaux magnétiques, les pertes intrinsèques au matériau sont compatibles avec un paramètre d'amortissement phénoménologique  $\alpha$  de Gilbert qui conserve le module de l'aimantation, alors que l'ordonnée à l'origine est souvent associée à un élargissement inhomogène (voir chapitre 4). Pour les FMNWAs à l'étude, la dépendance fréquentielle de l'élargissement

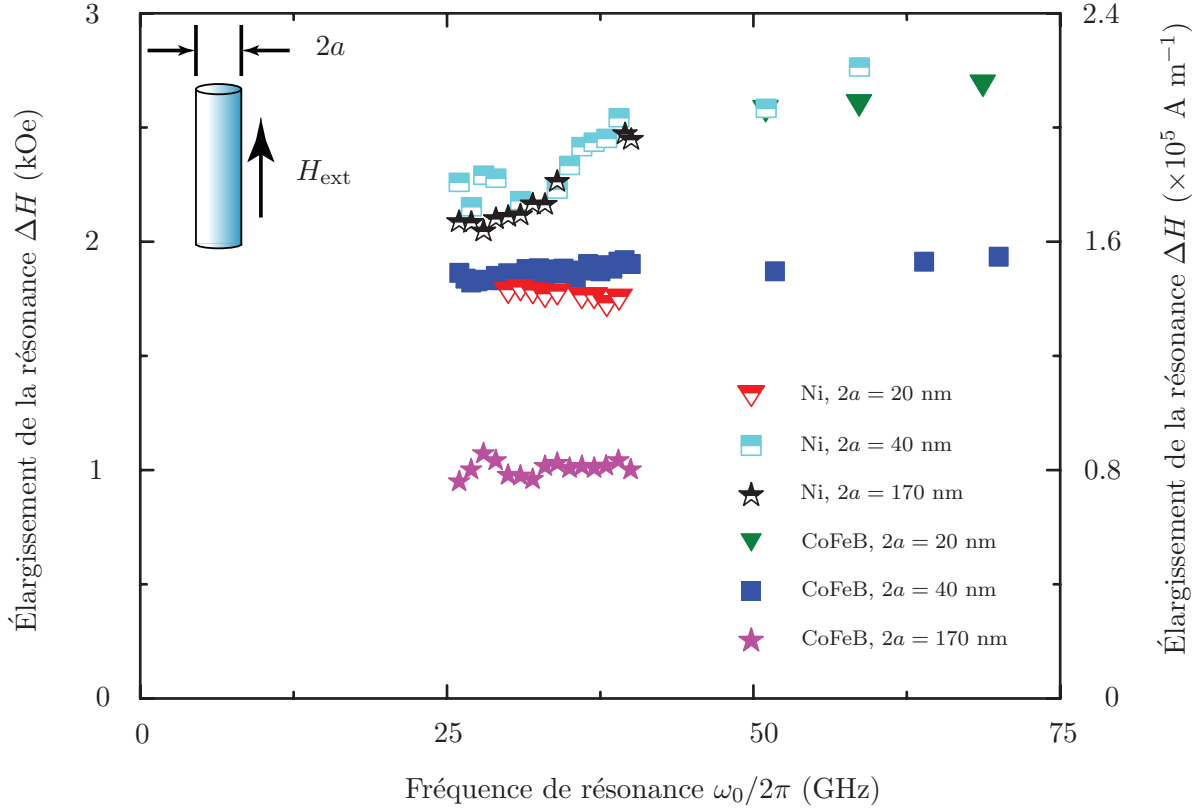


Figure 6.9 Dépendance fréquentielle de la pleine largeur à mi-hauteur de la courbe de résonance axiale de FMNWAs de CoFeB (symboles pleins) et de Ni (symboles semi-pleins), pour des diamètres de 20 nm (triangles inversés), de 40 nm (carrés) et de 170 nm (étoiles). Les données correspondent aux échantillons suivants : Ni 37, Ni DC, Ni EA, CoFeB 14, CoFeB DJ et CoFeB EC (voir tableau 6.2). Note :  $1 \text{ Oe} = 1000/4\pi \simeq 80 \text{ A m}^{-1}$ .

de la résonance est faible, voire constante, pour la bande de fréquences Ka (26-40 GHz). Une évaluation adéquate du paramètre  $\alpha$  est généralement difficile pour ces bandes de fréquences, et des paramètres  $\alpha$  négatifs sont parfois observés. Cette faible dépendance fréquentielle de l'élargissement de la résonance nous a motivé à mesurer la FMR de nos échantillons à plus haute fréquence, dans la bande V (50-75 GHz), au laboratoire du professeur Heinrich, à l'Université Simon-Fraser (Canada). Une mesure de l'élargissement de la résonance à plus haute fréquence nous permet souvent d'obtenir une meilleure estimation du paramètre d'amortissement de Gilbert. L'élargissement de la résonance des FMNWAs comporte une importante ordonnée à l'origine. Ceci suggère un élargissement inhomogène important.

De plus, nous obtenons une dépendance angulaire de l'élargissement de la résonance  $\Delta H$  de type sinusoïdale, comme le montre la figure 5.7 et les résultats de Monette *et al.* [125], avec un minimum à 0 degré, dans la direction axiale aux fils, et un maximum à 90 degrés,



dans la direction transverse aux fils. Des mesures angulaires de FMR effectuées par Ebels *et al.* sur des FMNWAs de Ni de différents diamètres, électrodéposés à l'intérieur de matrices polymériques, montrent un maximum à 0 degré, un minimum aux alentours de 60 degrés, suivie d'une augmentation jusqu'à 90 degrés (figure 4(a) de [58]). Ramos *et al.* [144] et Marson *et al.* [116] ont obtenu une dépendance angulaire de l'élargissement de la résonance similaire à celle de Ebels *et al.*, sur des FMNWAs de Ni. Ebels *et al.* ont utilisé un modèle qui s'apparente à celui des grains indépendants (voir chapitre 4), où les fils ont une fréquence de résonance propre, selon le champ magnétique perçu. Ebels *et al.* ont attribué la contribution principale de l'élargissement de la résonance à la déviation angulaire des fils par rapport à la normale au plan de l'échantillon. Les faibles valeurs de porosité rapportées par Ebels *et al.* supposent que les nanofils peuvent être considérés indépendants les uns des autres, ce qui n'est pas le cas avec nos FMNWAs. Monette *et al.* ont mesuré la dépendance angulaire de l'élargissement de la résonance des FMNWAs de Ni et CoFeB de 170 nm de diamètre présentés ici, et ont proposé des mécanismes de relaxation de type deux-magnons [125]. Les auteurs ont homogénéisé le FMNWA, considéré les fils comme des défauts anisotropes et trouvé la dépendance angulaire de l'élargissement de résonance résultante. L'approche utilisée par Monette *et al.* a permis de reproduire qualitativement la dépendance angulaire de l'élargissement de la résonance.

Pour mieux comprendre l'origine de l'élargissement inhomogène, nous avons tracé à la figure 6.10 l'élargissement de la résonance extrapolé à fréquence nulle,  $\Delta H_0$ , des échantillons du tableau 6.2, en fonction du champ effectif normalisé  $H_{\text{eff}}/M_s$ .

Nous constatons que la contribution inhomogène  $\Delta H_0$  augmente avec le champ effectif normalisé  $H_{\text{eff}}/M_s$ . Comme le champ effectif est donné, selon notre modèle, par  $H_{\text{eff}} = M_s(1 - 3N_{zz})/2 + 2K/\mu_0 M_s$ , la figure 6.10 suggère que  $\Delta H_0$  augmente lorsque le facteur de désaimantation  $N_{zz}$  diminue, ou que  $\Delta H_0$  augmente avec la constante  $2K/\mu_0 M_s$ . Pour les échantillons montrés à la figure 6.10, le facteur  $N_{zz}$  est dominé par les interactions dipolaires inter-fils, et augmente avec la porosité de surface ( $N_{zz} \simeq N_{\text{int},zz} \simeq P$ ), alors que  $2K/\mu_0 M_s$  augmente avec l'inverse du diamètre des fils  $(2a)^{-1}$  (voir figure 6.3 et 6.8). Pour tenter de découpler l'effet des interactions dipolaires à ceux de l'anisotropie additionnelle, nous avons soustrait la contribution des interactions dipolaires, donnée par  $M_s(1 - 3N_{zz})/2$ , au champ effectif. La valeur de  $N_{zz}$  a été calculée à l'aide de l'équation (3.25), et la valeur de  $M_s$  a été obtenue selon la méthode des susceptibilités apparentes appliquée à des couches minces. La figure 6.11 montre l'élargissement de la résonance extrapolé à fréquence nulle,  $\Delta H_0$ , en fonction du champ effectif réduit  $[H_{\text{eff}} - M_s(1 - 3N_{zz})/2]/M_s = 2K/\mu_0 M_s^2$ .

La figure 6.11 montre une augmentation monotone de  $\Delta H_0$  en fonction de  $2K/\mu_0 M_s^2$ . Une valeur significative de  $\Delta H_0$  est observée lorsque  $2K/\mu_0 M_s^2$  tend vers zéro, c'est-à-dire lorsque les fils sont dominés par les interactions dipolaires.

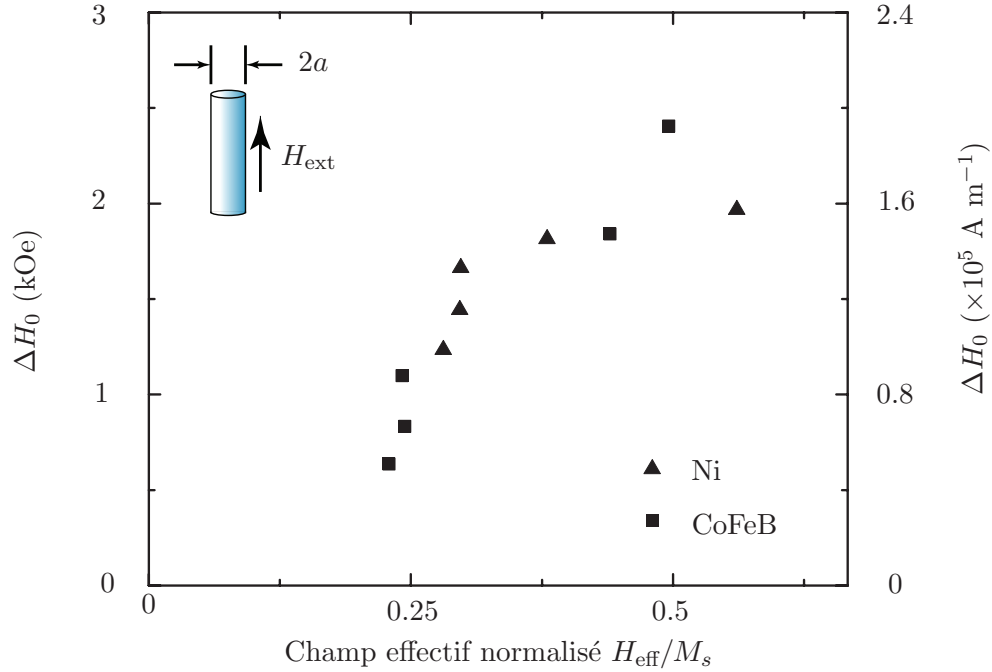


Figure 6.10 Élargissement de la courbe de résonance axiale extrapolée à la fréquence nulle,  $\Delta H_0$ , des FMNWAs de Ni (triangles) et de CoFeB (carrés) en fonction du champ effectif normalisé  $H_{\text{eff}}/M_s$ , pour les échantillons présentés au tableau 6.2. Note :  $1 \text{ Oe} = 1000/4\pi \simeq 80 \text{ A m}^{-1}$ .

Les nanofils à l'étude ici sont fortement couplés par les interactions dipolaires. Les interactions dipolaires contribuent à rétrécir l'élargissement de la résonance [44],[73],[136]. Dans le cas où l'on néglige l'interaction d'échange, le modèle de Clogston pour des grains magnétiques fortement couplés d'un matériau, donne un élargissement de la résonance proportionnel au carré des fluctuations du champ dipolaire et inversement proportionnel à la racine carré du facteur de désaimantation  $N_{zz}$ , où l'axe  $z$  correspond à la direction du champ magnétique externe statique [44]. Selon le modèle de Clogston, plus l'interaction dipolaire est importante et plus le couplage entre la composante dynamique des spins est élevé, ce qui favorise une précession uniforme des spins.

L'effet des interactions dipolaires sur  $\Delta H_0$  peut être observé à la figure 6.11, où  $2K/\mu_0 M_s^2$  tend vers zéro. Lorsque  $2K/\mu_0 M_s^2$  tend vers zéro, les FMNWAs sont dominés par les interactions dipolaires. Un élargissement de la résonance de l'ordre de 1 kOe ( $80 \text{ kA m}^{-1}$ ) est observé lorsque l'anisotropie des FMNWAs est dominée par les interactions dipolaires. Les fluctuations du champ dipolaire causées par la longueur finie des fils (par exemple une variation du champ dipolaire le long de l'axe des fils), le mésalignement des fils, et le bris de symétrie de translation du réseau, peuvent contribuer à élargir la résonance. Les FMNWAs

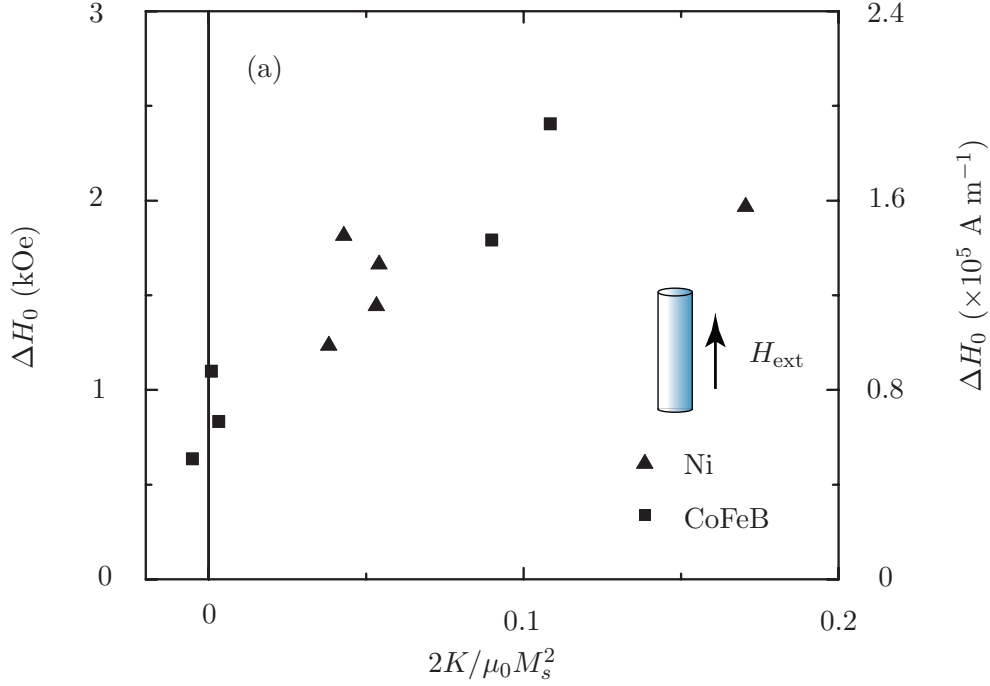


Figure 6.11 Élargissement de la courbe de résonance axiale extrapolée à la fréquence nulle,  $\Delta H_0$ , des FMNWAs de Ni (triangles) et de CoFeB (carrés) en fonction du champ effectif réduit  $[H_{\text{eff}} - M_s(1 - 3N_{zz})/2]/M_s = 2K/\mu_0 M_s^2$ , pour les échantillons présentés au tableau 6.2. Note :  $1 \text{ Oe} = 1000/4\pi \simeq 80 \text{ A m}^{-1}$ .

de 20 nm de diamètre ont une porosité de surface deux fois moindre à celle des FMNWAs de 170 nm, et le facteur de désaimantation  $N_{zz}$  des FMNWAs de 20 nm est inférieur à celui des FMNWAs de 170 nm, lorsque  $L \gg a$  et  $L \gg D$ . De plus, l'élargissement de la résonance est généralement plus important pour les fils de 20 nm que les fils de 170 nm. Ces résultats sont compatibles avec l'approche de Clogston, où une réduction du facteur de désaimantation  $N_{zz}$  entraîne une augmentation de l'élargissement de la résonance.

Les données de la figure 6.8 suggèrent que  $2K/\mu_0 M_s$  augmente avec l'inverse du diamètre des fils. Les effets de surface (rugosité de surface, constriction du diamètre, etc.) peuvent également influencer l'élargissement de la résonance des FMNWAs. Un mécanisme possible d'élargissement inhomogène associé à la rugosité de surface est la diffusion deux-magnons. La diffusion deux-magnons consiste à la génération d'un magnon de vecteur d'onde  $k \neq 0$  à partir d'un magnon uniforme de vecteur d'onde  $k = 0$ , de même fréquence, par l'intermédiaire d'un défaut. Lors de la précession de l'aimantation, le défaut crée un champ dipolaire local non-uniforme, à la même fréquence que l'aimantation en précession. Un champ dipolaire non-uniforme tend à déphaser localement les spins, et peut ainsi générer une onde de spin de longueur finie. La surface des fils présente une certaine rugosité, comme le montre les

figures 2.13(b) et (c). Il est possible que les défauts à la surface des fils puissent contribuer à l'élargissement inhomogène des FMNWAs, via la diffusion deux-magnons.

La figure 6.12 résume les propriétés magnétiques de certains FMNWAs de Ni et de Co-FeB du tableau 6.2, en fonction du champ effectif normalisé,  $H_{\text{eff}}/M_s$ . Les graphes de la figure 6.12 ne contiennent pas tous les échantillons. Nous ne traçons les graphes qu'avec les 10 échantillons des tableaux 6.1 et 6.2 dont nous pouvons extraire l'élargissement de la résonance extrapolé à fréquence nulle  $\Delta H_0$ , la fréquence de résonance à champ nul normalisée  $(\omega_0/2\pi)/M_s$ , la rémanence normalisée  $M_r/M_s$ , et la coercivité normalisée  $H_c/M_s$ , des FMNWAs axialement aimantés. Les graphes de la colonne de gauche correspondent à la réponse dynamique des FMNWAs alors que les graphes de la colonne de droite correspondent à la réponse quasi-statique des FMNWAs. Il convient de rappeler que le champ effectif représente une mesure de l'anisotropie magnétique du matériau. Nous avons utilisé le champ effectif obtenu par FMR, car ce dernier est obtenu dans des conditions où le FMNWA est uniformément aimanté, une situation bien prise en compte par le modèle.

Nous rappelons que la rémanence axiale est donnée, selon notre modèle, par

$$M_r = \frac{H_c}{N_{\text{int},zz}} = \frac{H_K - N_{\text{sh},zz}M_s}{N_{\text{int},zz}}, \quad (6.14)$$

et le champ effectif s'écrit

$$H_{\text{eff}} = \frac{M_s}{2} (1 - 3N_{zz}) + \frac{2K}{\mu_0 M_s}, \quad (6.15)$$

où  $H_c$  est la coercivité, donnée par  $H_c = 2K/\mu_0 M_s - N_{\text{sh},zz}M_s$ ,  $H_K = 2K/\mu_0 M_s$ ,  $K$  est la constante d'anisotropie uniaxiale additionnelle, montrée à la figure 6.8,  $N_{zz} = N_{\text{int},zz} + N_{\text{sh},zz}$  est le facteur de désaimantation, incluant le facteur de désaimantation de forme  $N_{\text{sh},zz}$  et le facteur de désaimantation dû aux interactions dipolaires inter-fils  $N_{\text{int},zz}$ . Pour les valeurs montrées à la figure 6.12,  $N_{\text{sh},zz}$  est faible en comparaison avec  $N_{\text{int},zz}$ , de sorte que  $N_{zz} \simeq N_{\text{int},zz}$ .

Les figures 6.12(b) et (d) indiquent que plus le champ effectif est grand (moins  $N_{zz}$  est grand ou plus  $K$  est grand), et plus la rémanence et la coercivité axiale sont importantes. Autrement dit, plus le champ effectif est grand, plus le matériau est anisotrope, et plus la courbe d'hystérésis axiale tend vers une courbe carrée.

La figure 6.12(c) montre la fréquence de résonance à champ nul normalisée,  $[\omega_0(H_0 = 0)/2\pi]/M_s$ , en fonction du champ effectif normalisé  $H_{\text{eff}}/M_s$ , pour un FMNWA uniformément aimanté axialement. La fréquence angulaire de résonance à champ nul d'un FMNWA uniformément aimanté axialement suit une relation linéaire avec le champ effectif, donnée par  $\omega_0(H_0 = 0)/\mu_0|\gamma| = H_{\text{eff}}$ . À noter que cette relation suppose que le FMNWA est uniformément

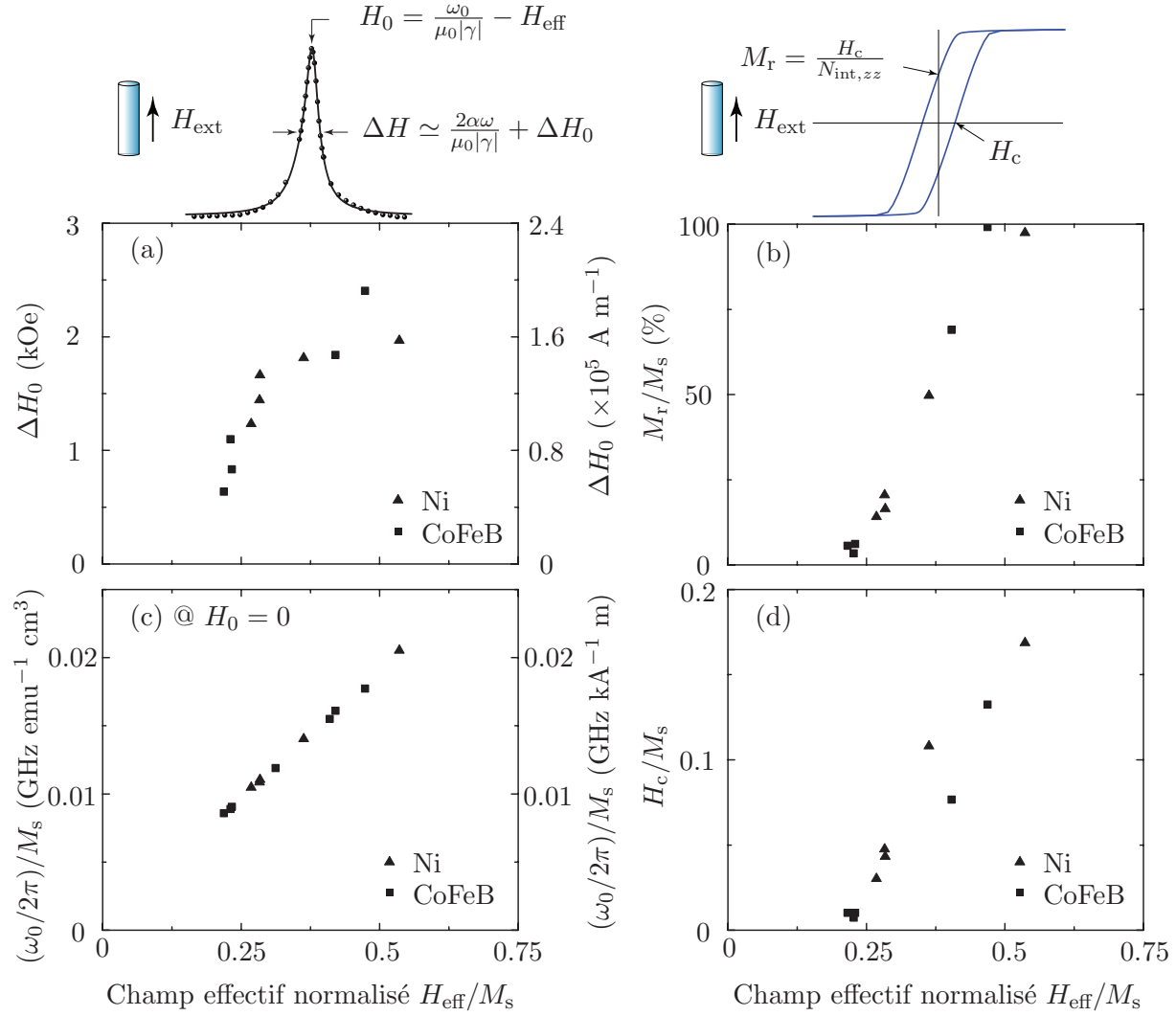


Figure 6.12 Compromis entre les diverses propriétés magnétiques des FMNWAs axialement aimantés, selon le champ effectif normalisé  $H_{\text{eff}}/M_s$ , pour les 10 échantillons présentés au tableau 6.2 dont nous pouvons extraire l'élargissement de la résonance extrapolée à fréquence nulle  $\Delta H_0$ , la rémanence axiale normalisée  $M_r/M_s$ , la fréquence de résonance à champ nul normalisée  $[\omega_0(H_0 = 0)/2\pi]/M_s$  et la coercivité axiale normalisée  $H_c/M_s$ . (a)  $\Delta H_0$ . (b)  $M_r/M_s$ . (c)  $[\omega_0(H_0 = 0)/2\pi]/M_s$ . (d)  $H_c/M_s$ . Note :  $1 \text{ Oe} = 1000/4\pi \simeq 80 \text{ A m}^{-1}$  et  $1 \text{ emu cm}^{-3} = 1 \text{ kA m}^{-1}$ .

aimanté. Sous la saturation, en présence de deux populations de fils d'aimantation opposée, la fréquence de résonance est modifiée (voir équation (37) de [19]).

Pour la fabrication de dispositifs hyperfréquences auto-polarisés à base de FMNWAs, nous désirons, d'une part, un matériau ayant une faible largeur de résonance afin de minimiser les pertes. D'autre part, nous désirons un matériau magnétique ayant une rémanence, une coercivité et une fréquence de résonance à champ nul aussi élevées que possible, afin d'opérer aux

fréquences micro-ondes ou millimétriques sans utilisation d'un aimant permanent externe. Or, il s'avère que pour nos échantillons, la rémanence, la coercivité, la fréquence de résonance à champ nul ainsi que l'élargissement de la résonance du FMNWA uniformément aimanté axialement augmentent avec le champ effectif. En conséquence, la figure 6.12 montre l'existence d'un compromis entre élargissement de la résonance, rémanence, coercivité et fréquence de résonance à champ nul, pour les FMNWAs à l'étude ici.

#### 6.4 Comparaison entre les nanofils et les ferrites

Jusqu'à maintenant, nous n'avons discuté que des FMNWAs. Cependant, les dispositifs micro-ondes non-réciproques commerciaux, tels les isolateurs et circulateurs, sont fabriqués à l'aide d'oxides ferrimagnétiques, communément appelés ferrites. Les ferrites sont utilisées dans les dispositifs micro-ondes car elles sont isolantes, ce qui réduit les pertes par courant de Foucault, et elles ont une faible largeur de résonance, ce qui réduit les pertes du dispositif lorsque ce dernier est opéré relativement près de la FMR.

Le tableau 6.3 présente les propriétés magnétiques et diélectriques de quelques ferrites commerciales représentatives. Les valeurs sont classées par ordre croissant de largeur de résonance. Les valeurs des ferrites sont celles rapportées par trois fournisseurs : Magneton ([www.magneton.ru](http://www.magneton.ru)), Trans-Tech ([www.trans-techinc.com](http://www.trans-techinc.com)) et Countis ([www.countis.com](http://www.countis.com)). Les échantillons caractérisés par Magneton et Trans-Tech sont sphériques. La forme des échantillons caractérisés par Countis n'est pas indiquée. Nous présentons les valeurs de grenats d'yttrium (YIG, pour *yttrium iron garnet*), de ferrites de structure spinelle, et de ferrites hexagonales de type M. Les YIG sont reconnues pour leur faible largeur de résonance. Les ferrites hexagonales BaM ont une forte anisotropie magnétocristalline uniaxiale. Ces ferrites peuvent être fabriquées de manière à obtenir une importante rémanence et une fréquence de résonance à champ nul au-delà de 30 GHz [76],[109]. Pour fins de comparaison, nous indiquons certains paramètres des FMNWAs de CoFeB de 20, 40 et 170 nm de diamètre, extraits du tableau 6.2. Nous présentons l'aimantation à saturation  $M_s$ , l'élargissement de la résonance moyen  $\langle \Delta H \rangle$  extrapolé à 9.4 GHz des FMNWAs axialement aimantés, et le facteur de Landé moyen  $\langle g \rangle$ . L'aimantation à saturation  $M_s$  est extraite par la méthode de la susceptibilité apparente appliquée à des couches minces de CoFeB (voir annexe H). Nous multiplions l'aimantation à saturation par la porosité de surface, afin de traiter le FMNWA comme une couche mince effective. Les valeurs de  $\Delta H$  et  $g$  sont extraites par la méthode du guide d'onde court-circuité (voir chapitre précédent). Nous prenons la moyenne de  $\Delta H$  et  $g$  pour un diamètre de fil donné.

On constate que les YIG et les spinelles, présentées au tableau 6.3, ont une faible lar-

Tableau 6.3 Propriétés magnétiques de quelques ferrites commerciales et des FMNWAs de CoFeB. Pour les ferrites, nous indiquons les valeurs rapportées sur les sites web des divers fournisseurs [\*Magnetron ([www.magnetron.ru](http://www.magnetron.ru)) ; \*\*Trans-Tech ([www.trans-techinc.com](http://www.trans-techinc.com)) ; †Countis ([www.countis.com](http://www.countis.com))]. Pour les FMNWAs, nous indiquons la moyenne de l'élargissement  $\Delta H$ , extrapolé à 9.4 GHz, dans le cas d'une aimantation axiale aux fils, et la moyenne du facteur  $g$ , des échantillons présentés au tableau 6.2. Note 1 : 1 Oe =  $1000/4\pi \simeq 80$  A m<sup>-1</sup> et 1 emu cm<sup>-3</sup> = 1 kA m<sup>-1</sup>.

Nom	Type	$M_s$ (emu/cm <sup>3</sup> )	$g$	$\epsilon'_r$	$\epsilon''_r/\epsilon'_r$ ( $\times 10^{-4}$ )	$\Delta H$ @ 9.4 GHz (Oe)	$T_c$ (°C)
9CHV*	Grenat Y-Ca	150	2	15.0	$\leq 1.5$	$\leq 10$	235
CG-1600CV†	Grenat Y-Ca-V	127	2.00	14.6	$\leq 1.5$	$\leq 10$	220
TTVG-800**	Grenat Y-V	64	2	13.9	$\leq 2$	$\leq 15$	192
C-44†	Spinelle Ni-Zn	334	2.08	13.0	8	$\leq 190$	530
1CH2B*	Spinelle Ni-Zn	227	2.20	13.7	$\leq 5$	$\leq 300$	550
TT2-4000**	Spinelle Ni	318	2.22	12.3	$\leq 25$	$\leq 425$	470
FMNWAs	$2a = 170$ nm	230	2.21	-	-	900	-
FMNWAs	$2a = 40$ nm	162	2.19	-	-	1800	-
06CHA3*	Hexaferfite	294	-	16	$\leq 8$	$\leq 2000$	420
FMNWAs	$2a = 20$ nm	122	2.13	-	-	2300	-

geur de résonance par rapport aux FMNWAs. Cependant, ces ferrites nécessitent un aimant permanent externe pour être utilisées dans les dispositifs micro-ondes. Le champ magnétique nécessaire à l'utilisation de ces ferrites est parfois prohibitif aux fréquences supérieures à 30 GHz. Les ferrites hexagonales et les FMNWAs peuvent être utilisés dans la fabrication de dispositifs non-réciproques auto-polarisés aux fréquences millimétriques. De plus, la température de Curie ( $T_c$ ) des métaux magnétiques tels le Ni ( $T_c = 354^\circ\text{C}$ ), le Fe ( $T_c = 770^\circ\text{C}$ ) et le Co ( $T_c = 1115^\circ\text{C}$ ) [97] est souvent plus importante que celles des YIG et des spinelles.

Le tableau 6.4 présente la rémanence et l'élargissement de la résonance de quelques couches minces de ferrites hexagonales rapportées dans la littérature. Ces ferrites sont aimantées dans la direction transverse au plan. La direction d'aimantation et la forme des échantillons n'est pas indiquée pour les ferrites obtenues par compaction. Les valeurs sont classées par ordre croissant d'élargissement de la résonance. Pour fins de comparaison, nous indiquons certains paramètres des FMNWAs de CoFeB de 20, 40 et 170 nm de diamètre, extraits du tableau 6.2. Nous présentons la rémanence axiale normalisée  $M_r/M_s$ , l'élargissement de la résonance moyen  $\langle \Delta H \rangle$  extrapolé à 55 GHz des FMNWAs axialement aimantés, ainsi que la gamme d'épaisseur des FMNWAs. Les valeurs de  $\Delta H$  sont extraites par la méthode du guide d'onde court-circuité (voir chapitre précédent). Nous prenons la moyenne de  $\Delta H$  pour un diamètre de fil donné. L'épaisseur de 60 microns, pour les FMNWAs de 170 nm de



diamètre, correspond à l'épaisseur des membranes d'alumine commerciales Whatman.

Tableau 6.4 Propriétés magnétiques de quelques ferrites hexagonales de type BaM. Les propriétés magnétiques des FMNWAs de CoFeB sont également présentées pour fins de comparaison. Note 1 :  $1 \text{ Oe} = 1000/4\pi \simeq 80 \text{ A m}^{-1}$ . Note 2 : PLD : déposition par ablation laser (*pulsed laser deposition*), SP : sérigraphie (*screen printing*), LPE : épitaxie en phase liquide (*liquid phase epitaxy*).

Type	$M_r/M_s$	$\Delta H$ (Oe)	Épaisseur ( $\mu\text{m}$ )
PLD [164]	$< 0.1$	27 @ 60.3 GHz	0.85
PLD [69]	$< 0.1$	73 @ 52 GHz	0.65
LPE [182]	$< 0.2$	116 @ 58 GHz	$\simeq 50$
PLD-LPE [39]	$> 0.9$	149 @ 53 GHz	4
SP [38]	$> 0.95$	500 – 1500 @ 45-55 GHz	100 – 500
CoFeB 170 nm	$< 0.1$	$\simeq 900$ @ 55 GHz	60
PLD [133]	$< 0.2$	1212 @ 54 GHz	2 – 30
SP [36]	0.93	1000 – 3500 @ 40-55 GHz	100 – 400
CoFeB 40 nm	0.5 – 0.95	$\simeq 1900$ @ 55 GHz	$< 250$
Compaction [76]	$> 0.9$	$\simeq 2000$ – 3000 @ $\simeq 40$ – 60 GHz	$> 1000$
CoFeB 20 nm	$> 0.95$	$\simeq 2500$ @ 55 GHz	$< 250$

Les ferrites hexagonales présentées au tableau 6.4 sont obtenues selon la méthode de compaction, par ablation laser, par sérigraphie ou par épitaxie en phase liquide. La compaction signifie que des poudres de ferrites ont été pressées, puis recuites à haute température, sous champ magnétique externe statique. La méthode de dépôt PLD signifie une déposition par ablation laser pulsé (PLD, pour *pulsed laser deposition*). La sérigraphie (SP, pour *screen printing*) consiste à mélanger des poudres de ferrites à un liant (par exemple une colle époxy) pour former une pâte dense, à mouler la pâte pour former un disque (ou tout autre forme désirée), à chauffer le disque à  $250^\circ\text{C}$  pour détruire le liant, à fritter le disque à  $\simeq 1000^\circ\text{C}$  sous pression et sous champ magnétique externe statique pour aligner l'axe facile des grains. L'épitaxie en phase liquide (LPE, pour *liquid phase epitaxy*) consiste à plonger un germe de cristal en rotation dans une solution d'un matériau fondu, puis à retirer lentement le germe de la solution afin de former un cristal solide.

On constate que l'élargissement de la résonance des FMNWAs est comparable ou supérieur à certaines ferrites hexagonales. En contrepartie, les FMNWAs offrent une certaine flexibilité au niveau du design de leur réponse magnétique. Les FMNWAs peuvent être fabriqués afin d'obtenir une rémanence importante ou non, ils sont directement intégrés au substrat et sont fabriqués par des procédés électrochimiques compatibles avec les technologies actuelles de fabrication de dispositifs micro-ondes. De plus, l'état d'aimantation des



FMNWAs peut être ajusté de manière à obtenir une double résonance ferromagnétique. Une meilleure compréhension des phénomènes de relaxation de l'aimantation des FMNWAs pourrait potentiellement nous permettre de réduire leur élargissement de résonance.

## 6.5 Résumé du chapitre

Au cours du chapitre, nous avons discuté de la réponse quasi-statique et hyperfréquence des FMNWAs. La réponse quasi-statique des FMNWAs a été présentée à la section 6.2. Nous avons vu que les FMNWAs de 20 nm de diamètre ont une rémanence et une coercivité importantes, alors que les FMNWAs de 170 nm de diamètre ont une faible coercivité et une faible rémanence. La réponse quasi-statique des FMNWAs de 40 nm de diamètre se situe entre celle des FMNWAs de 20 et 170 nm de diamètre. Le modèle de la réponse quasi-statique développé au chapitre 3, basé sur une approche à deux populations de fils, où l'aimantation intra-fil est uniforme, reproduit l'allure générale des courbes d'hystérésis majeures, mais n'explique pas l'approche à la saturation observée dans les courbes d'hystérésis axiales et transverses, ni la rémanence transverse aux fils. Nous avons observé une augmentation de la constante d'anisotropie uniaxiale additionnelle avec l'inverse du diamètre des fils. Les valeurs de cette constante d'anisotropie uniaxiale additionnelle sont compatibles avec une anisotropie de surface.

À la section 6.3, nous avons présenté les mesures FMR des FMNWAs. L'élargissement de la résonance des FMNWAs axialement aimantés comporte une faible dépendance fréquentielle. L'important élargissement de la résonance extrapolé à fréquence nulle suggère un élargissement inhomogène important. Les fluctuations du champ dipolaire dans les FMNWAs contribuent en partie à l'élargissement de la résonance. Il est également possible que la rugosité de surface des fils contribuent à l'élargissement inhomogène, via un processus de relaxation par diffusion deux magnons. De plus, nous avons constaté un compromis entre l'élargissement de la résonance, la fréquence de résonance à champ nul, la rémanence et la coercivité, pour certains FMNWAs axialement aimantés. Ceci a des implications importantes au niveau du design de dispositifs hyperfréquences autopolarisés à base de FMNWAs, où nous désirons une rémanence élevée, tout en minimisant l'élargissement de la résonance, pour réduire les pertes micro-ondes. Notre modèle d'interactions dipolaires a été confronté aux mesures expérimentales obtenues par FMR et VSM. Nous avons vu que les FMNWAs de 170 nm de diamètre étaient dominés par les interactions dipolaires, alors que l'anisotropie additionnelle et les interactions dipolaires contribuaient à la réponse magnétique des FMNWAs de 20 nm de diamètre.

À la section 6.4, les FMNWAs ont été comparés à certaines ferrites commerciales et à

certaines ferrites hexagonales rapportées dans la littérature. Les FMNWAs ont des largeurs de résonance supérieures aux grenats d'yttrium et aux spinelles, et comparables ou supérieures aux ferrites hexagonales. Cependant, les FMNWAs offrent une certaine flexibilité au niveau du design de leur réponse magnétique. Par exemple, les FMNWAs peuvent être fabriqués à l'aide de procédés électrochimiques compatibles avec les technologies micro-ondes actuelles, ils peuvent être fabriqués de manière à obtenir une rémanence importante ou non, et l'état d'aimantation des fils peut être ajusté afin d'obtenir une double résonance ferromagnétique.

## CHAPITRE 7

### CONCLUSION

#### 7.1 Synthèse et contributions originales

Dans le cadre de cette thèse, nous nous sommes intéressés au potentiel technologique des réseaux de nanofils ferromagnétiques (FMNWAs, pour *ferromagnetic nanowire arrays*) constitués de fils cylindriques métalliques, magnétiques, verticaux, pour les dispositifs hyperfréquences. Les travaux de cette thèse s'inscrivent dans un cadre de recherche sur les métamatériaux électromagnétiques. Les métamatériaux électromagnétiques constitués d'éléments dont la taille est très inférieure à la longueur d'onde guidée aux fréquences d'intérêts, sont intensément étudiés depuis plusieurs années, notamment en raison de la possibilité de contrôler les paramètres constitutifs des matériaux, tels les tenseurs de permittivité et de perméabilité. La performance des dispositifs hyperfréquences repose sur notre capacité à contrôler la permittivité et la perméabilité, et donc les relations de dispersion, des matériaux constituant les dispositifs. En conséquence, les métamatériaux électromagnétiques forment une classe de matériaux prometteurs pour la conception de nouveaux dispositifs hyperfréquences aux propriétés accordables.

L'intérêt des matériaux magnétiques pour les dispositifs hyperfréquences, en particulier les FMNWAs, réside dans leur riche spectre de relations de dispersion aux fréquences micro-ondes ( $\approx 3 - 30$  GHz) et parfois aux fréquences millimétriques ( $\approx 30 - 300$  GHz), accordables à l'aide d'un champ magnétique externe. Ces métamatériaux magnétiques offrent une possibilité de contrôle additionnel des relations de dispersion des dispositifs hyperfréquences. Au cours de cette thèse, nous nous sommes questionnés s'il était possible de contrôler les relations de dispersion des FMNWAs, afin d'évaluer le potentiel technologique de ces matériaux prometteurs.

Les dispositifs à base de matériaux magnétiques opèrent plus ou moins près de la résonance ferromagnétique, afin de bénéficier de la gyrotropie du matériau magnétique. L'élargissement de la résonance ferromagnétique, causé notamment par les divers phénomènes de relaxation de l'aimantation, contribue à augmenter les pertes micro-ondes. Puisqu'une proportion importante de dispositifs hyperfréquences à base de FMNWAs rapportés dans la littérature ont des pertes micro-ondes substantielles, nous nous sommes intéressés à savoir s'il était possible de réduire les pertes dans les dispositifs à base de FMNWAs, afin de les rendre concurrentiels ou complémentaires aux dispositifs à base de ferrites.

Afin de répondre à ces questions scientifiques, l'objectif principal de la thèse était de *développer une meilleure compréhension de la réponse hyperfréquence des réseaux de nanofils ferromagnétiques métalliques, cylindriques et verticaux*. Le manuscrit a été divisé en sept chapitres : l'introduction, la fabrication des FMNWAs, la modélisation de la réponse quasi-statique des FMNWAs, la modélisation de la réponse dynamique des FMNWAs, les techniques expérimentales, la présentation et discussion des résultats, et la conclusion.

Au chapitre 2, nous avons abordé la fabrication des FMNWAs par électrodéposition à l'intérieur de membranes nanoporeuses d'alumine. Nous avons développé deux montages permettant de fabriquer des membranes nanoporeuses d'alumine par anodisation de l'aluminium : un montage simple et un montage plus complexe, ayant un système de rétroaction en température. Des membranes d'alumine de 20 et 40 nm de diamètre ont été fabriquées par anodisation de l'aluminium, puis comparées à des membranes d'alumine commerciales de 170 nm de diamètre, de la compagnie Whatman. Une caractérisation par microscopie électronique à balayage a révélé un ordre quasi-hexagonal des pores des membranes d'alumine fabriquées par anodisation de l'aluminium, et un arrangement aléatoire des pores des membranes d'alumine commerciales. En principe, le montage d'anodisation de l'aluminium que nous avons développé peut générer des membranes nanoporeuses de taille arbitrairement grande, si le bain électrochimique et la source de tension le permet. Le diamètre des fils et la distance inter-fils peuvent être contrôlés à l'aide de la solution électrochimique et la tension d'anodisation.

Nous avons ensuite établi un protocole permettant l'électrodéposition de nanofils ferromagnétiques à l'intérieur des membranes nanoporeuses d'alumine. Des nanofils ferromagnétiques de Ni et CoFeB ont été électrodéposés à l'intérieur des membranes nanoporeuses. Des recettes pour l'électrodéposition de nanofils de NiFe et de nanofils multicouches, constitués de disques magnétiques et non-magnétiques en alternance, ont également été développées, et reportées à l'annexe A. Une caractérisation des réseaux de nanofils par microscopie électronique à balayage a montré un remplissage dense des membranes d'alumine et une certaine rugosité de surface des fils. Des images par microscopie électronique en transmission obtenues sur des nanofils de CoFeB individuels ont suggéré une texture nanocristalline des fils.

Au chapitre 3, nous avons établi un modèle d'interactions dipolaires pour des FMNWAs uniformément aimantés, et des FMNWAs sous la saturation, constitués de deux populations de fils d'aimantation uniforme. Nous avons également développé un modèle permettant de prédire les courbes d'hystérésis axiales et transverses des FMNWAs. De plus, nous avons dérivé une expression permettant de calculer le champ effectif des FMNWAs à partir des susceptibilités apparentes axiale et transverse des courbes d'hystérésis des FMNWAs.

Nous avons étudié la réponse dynamique des FMNWAs au chapitre 4. Nous avons utilisé

une équation du mouvement de l'aimantation à deux paramètres d'amortissement phénoménologiques : un paramètre qui conserve le module de l'aimantation et un paramètre qui ne conserve pas le module de l'aimantation. L'équation du mouvement de l'aimantation, incluant deux paramètres d'amortissement phénoménologiques, a été résolue pour un fil isolé d'aimantation uniforme, puis pour un ensemble de fils uniformément aimantés, en tenant compte du champ magnétique externe statique, des interactions dipolaires intra et inter-fils et d'une anisotropie uniaxiale additionnelle. À partir du tenseur de susceptibilité dynamique, obtenu suite à la résolution de l'équation du mouvement de l'aimantation, une expression a été établie pour calculer la dépendance angulaire et fréquentielle du champ de résonance. Ensuite, le tenseur de perméabilité des FMNWAs uniformément aimantés a été obtenu par un processus d'homogénéisation. Par la suite, nous avons adapté la procédure à un FMNWA sous la saturation, constitué de deux populations de fils en interaction. Nous avons résolu les équations couplées du mouvement de l'aimantation, incluant l'effet du champ magnétique externe statique, le champ dipolaire dû à la forme des fils, les champs dipolaires inter-fils des deux populations en interaction et la constante d'anisotropie uniaxiale additionnelle des deux populations. Le tenseur de susceptibilité généralisé a été obtenu pour ce système. Ensuite, le tenseur de perméabilité des FMNWAs sous la saturation a été obtenu à l'aide d'un processus d'homogénéisation.

Les techniques de caractérisation par magnétométrie à échantillon vibrant (VSM, pour *vibrating sample magnetometer*) et par résonance ferromagnétique (FMR, pour *ferromagnetic resonance*) ont été présentées au chapitre 5. Nous avons établi une procédure permettant d'extraire la constante d'anisotropie uniaxiale additionnelle, le champ d'interaction dipolaire inter-fils ainsi que le champ effectif par VSM. Ensuite, nous avons établi une procédure pour extraire la dépendance angulaire et fréquentielle du champ de résonance, et la dépendance angulaire et fréquentielle de l'élargissement de la résonance des FMNWAs uniformément aimantés.

Au chapitre 6, nous avons présenté les résultats et discuté de la réponse quasi-statique et hyperfréquence des FMNWAs de Ni et de CoFeB, de 20, 40 et 170 nm de diamètre. Notre modèle de la réponse quasi-statique des FMNWAs a permis de reproduire l'allure générale des courbes d'hystérésis axiales et transverses des FMNWAs. Nous avons observé une faible rémanence et une faible coercivité axiale pour les fils de 170 nm, alors que pour les fils de 20 nm de diamètre nous avons observé une importante rémanence et une importante coercivité axiale. L'augmentation de la coercivité axiale en fonction de l'inverse du diamètre a été attribuée en partie à la constante d'anisotropie uniaxiale additionnelle, dont les valeurs sont compatibles avec une anisotropie de surface.

Ensuite, nous avons observé une dépendance angulaire du champ de résonance compatible

avec une anisotropie uniaxiale. Une comparaison de notre modèle d'interactions dipolaires avec les données expérimentales extraites par FMR et VSM nous a permis de conclure que les FMNWAs de 170 nm de diamètre étaient dominés par les interactions dipolaires, alors que l'anisotropie additionnelle uniaxiale et les interactions dipolaires contribuaient toutes deux à l'anisotropie magnétique des FMNWAs de 20 nm de diamètre. L'augmentation de l'anisotropie additionnelle avec l'inverse du diamètre, ainsi que les valeurs de la constante d'anisotropie uniaxiale, étaient compatibles avec une anisotropie de surface.

Nous avons également étudié la dépendance fréquentielle de l'élargissement de la résonance des FMNWAs axialement aimantés. Nous avons observé une faible augmentation de l'élargissement de la résonance avec la fréquence. L'élargissement de la résonance extrapolé à fréquence nulle des FMNWAs suggérait un élargissement inhomogène important. Nous avons en parti attribué l'élargissement inhomogène aux fluctuations spatiales du champ dipolaire, causées notamment par la longueur finie des fils, le mésalignement des fils et le bris de symétrie de translation du réseau. Nous avons également suggéré que la rugosité de surface des fils pourrait jouer un rôle au niveau de l'élargissement inhomogène, notamment via la diffusion deux-magnons.

De plus, nous avons mis en évidence un compromis entre l'élargissement de la résonance extrapolé à fréquence nulle, la fréquence de résonance à champ nul, la rémanence et la coercivité des FMNWAs axialement aimantés. Nos résultats expérimentaux suggèrent d'utiliser des fils de plus grand diamètre afin de réduire l'élargissement de la résonance des FMNWAs. Cependant, les FMNWAs de plus grand diamètre ont une faible rémanence et coercivité axiale. Pour maximiser la rémanence axiale, nos résultats suggèrent d'utiliser des fils de 20 nm de diamètre, mais dont l'élargissement de la résonance est plus important. Nos résultats ont un impact significatif sur le design de dispositifs hyperfréquences auto-polarisés à base de FMNWAs, où nous recherchons généralement une rémanence et une coercivité axiales importantes, ainsi qu'une faible largeur de résonance, pour réduire les pertes micro-ondes. Pour les FMNWAs à l'étude ici, une importante rémanence axiale est mitigée par un élargissement de la résonance important.

Finalement, nous avons comparé les propriétés magnétiques des FMNWAs à certaines ferrites commerciales et certaines ferrites hexagonales rapportées dans la littérature. Nous avons observé que les FMNWAs ont un élargissement de la résonance en général supérieur aux grenats d'yttrium et aux spinelles, et comparable ou supérieur aux ferrites hexagonales. Malgré leur élargissement de la résonance significatif, les FMNWAs offrent une certaine flexibilité au niveau du design de leur réponse magnétique. Par exemple, les FMNWAs peuvent être fabriqués à l'aide de procédés électrochimiques compatibles avec les technologies de fabrication de dispositifs micro-ondes actuelles, de manière à obtenir une rémanence et une coercivité

importantes ou non, en utilisant des diamètres de fils plus ou moins grands. De plus, l'état d'aimantation des fils peut être ajusté à l'aide d'un champ magnétique externe afin d'obtenir une double résonance ferromagnétique. Ainsi, les paramètres géométriques des fils et l'état d'aimantation des fils peuvent être utilisés pour le contrôle des relations de dispersion des FMNWAs.

## 7.2 Perspectives de recherche

Cette thèse nous a permis de mieux comprendre certains aspects reliés à la réponse magnétique hyperfréquence des FMNWAs. Évidemment, tous les aspects de la réponse hyperfréquence des FMNWAs ne sont pas couverts dans le présent document. Plusieurs questions demeurent ouvertes. Au cours de la présente section, nous proposons certaines avenues de recherche sur les FMNWAs que nous jugeons pertinentes.

En premier lieu, il y aurait place à optimisation de notre procédé d'anodization de l'aluminium. Dans le cadre de cette thèse, nous avons développé deux montages d'anodization de l'aluminium, pour l'obtention de membranes nanoporeuses d'alumine. Le second montage d'anodization de l'aluminium, présenté au chapitre 2, possède un système de rétroaction permettant de garder constante la température du bain thermique. Cependant, pour ce montage, nous mesurons la température du bain thermique, et non pas celle de la solution acide. La rétroaction en température est donc exercée sur le liquide refroidissant du bain thermique, et non pas sur la solution acide utilisée pour l'anodization. Un thermostat plongé dans la solution acide, et adapté à un tel environnement, permettrait de mieux réguler la température de la solution acide. Un meilleur contrôle de la température de la solution d'anodization pourrait nous permettre de réduire davantage la rugosité des canaux des membranes nanoporeuses d'alumine.

Dans le présent manuscrit, nous n'avons pas abordé les réseaux de nanofils multicouches, constitués de disques magnétiques et non-magnétiques en alternance. Les nanofils multicouches ont été étudiés par plusieurs groupes de recherche, notamment dans un contexte de magnéto-transport (voir [65] ou [66], par exemple). Les réseaux de nanofils multicouches ont été étudiés à l'École Polytechnique de Montréal, notamment par Salah Hadj-Messaoud (à l'époque étudiant à la maîtrise sous la supervision du professeur David Ménard) [74], par Fanny Béron (à l'époque étudiante au doctorat sous la supervision du professeur Arthur Yelon) [15], et par l'auteur de la présente thèse [31, 34]. Les réseaux de nanofils multicouches permettent un contrôle additionnel des relations de dispersion des FMNWAs, notamment par la possibilité d'ajuster l'anisotropie magnétique des FMNWAs. À l'aide des nanofils multicouches, il est possible d'obtenir un axe facile, un plan facile ou une réponse quasi-isotrope,



selon le rapport entre l'épaisseur de la couche magnétique et non-magnétique [34, 74]. Le modèle dérivé au chapitre 4, pour des FMNWAs de composition uniforme, peut être adapté aux FMNWAs multicouches. Un point de départ consisterait à utiliser le modèle de deux populations de la section 4.4, avec les expressions pour les facteurs de désaimantation inter-fils et inter-couches de Carignan *et al.* [31] et Hadj-Messaoud [74], dérivées pour les nanofils multicouches. Le contrôle et l'optimization de l'épaisseur des couches magnétiques et non-magnétiques, ainsi que la modélisation de la réponse magnétique des FMNWAs multicouches ne sont pas triviaux, comme l'indique Hadj-Messaoud [74]. Il existe donc plusieurs opportunités reliées à la fabrication et à la compréhension des propriétés magnétiques des réseaux de nanofils multicouches.

Au niveau de la dynamique de l'aimantation des FMNWAs, nous nous sommes surtout concentrés sur le mode uniforme de résonance. Cependant, un calcul des relations de dispersion des FMNWAs serait pertinent pour la compréhension des phénomènes de relaxation de l'aimantation. Une expression a été dérivée au chapitre 4 pour calculer les modes magnétostatiques d'un FMNWA infini. Pour le calcul des modes magnétostatiques d'un réseau de taille fini, mais de dimensions latérales importantes, nous pourrions résoudre l'équation de Walker [équation (5.9) de [168] ou équation (6.11) de [73], par exemple], en utilisant la perméabilité effective du réseau [équation (4.51)] et les conditions aux frontières appropriées. Les modes magnétostatiques d'un cylindre axialement aimanté, et dont la direction de propagation est axiale, ont été traités notamment par Fletcher et Kittel [67] et Joseph et Schlömann [92]. Pour le calcul des ondes de spin, il serait possible d'adapter les calculs de Kraus [101] ou de Ménard et Yelon [123] aux FMNWAs. Il faudrait alors résoudre l'équation du mouvement de l'aimantation, incluant le terme d'échange, la loi d'Ohm et les équations de Maxwell, en tenant compte des conditions aux frontières appropriées. En première approximation, on pourrait négliger les interactions dipolaires inter-fils dynamiques (due à l'oscillation spatiale rapide de l'aimantation), mais tenir compte des interactions dipolaires inter-fils statiques. Un diagramme des relations de dispersion nous permettrait notamment de bien situer la résonance uniforme des FMNWAs par rapport au manifold des ondes de spin (traduction libre de *spin wave manifold*), et potentiellement de calculer un élargissement inhomogène dû à la diffusion deux magnons.

Éventuellement, le modèle de Clogston [44] pourrait être adapté aux FMNWAs afin de modéliser les fluctuations du champ dipolaire et l'effet du rétrécissement dipolaire sur l'élargissement de la résonance des FMNWAs.

Dans le cadre de cette thèse, nous avons étudié la réponse magnétique des FMNWAs. Le tenseur de permittivité  $\overleftrightarrow{\epsilon}$  intervient également dans le design de dispositifs micro-ondes. La réponse diélectrique des FMNWAs peut s'écrire en terme d'un tenseur de permittivité uni-



axial, où  $\epsilon_{\parallel}$  est la composante du tenseur de permittivité axiale aux fils et  $\epsilon_{\perp}$  est la composante du tenseur de permittivité transverse aux fils (voir équation (2.25a) de [18] ou équation (2) de [21] par exemple). Pour les FMNWAs considérés ici, la composante du tenseur de permittivité parallèle aux fils,  $\epsilon_{\parallel}$ , comporte une partie imaginaire importante, indicative de pertes importantes, alors que la permittivité transverse aux fils  $\epsilon_{\perp}$  reflète plutôt un comportement diélectrique. Récemment, Razavipour a effectué des simulations numériques de la réponse électromagnétique des FMNWAs en configuration ligne micro-ruban, en utilisant le logiciel commercial COMSOL [145]. Razavipour a utilisé une permittivité uniaxiale et le tenseur de perméabilité de Boucher *et al.* [19]. Les résultats des simulations numériques de Razavipour suggèrent qu'en configuration ligne microruban, le champ électrique, initialement axial aux fils, tend plutôt à s'orienter dans la direction transverse aux fils dans la région de la membrane occupée par les fils [145]. Cette étude a un impact significatif sur le design de dispositifs micro-ondes à base de FMNWAs en configuration ligne microruban, tels les circulateurs [149] et les isolateurs [34], [166], où le champ électrique est initialement axial aux fils. Des simulations numériques basées sur ceux de Razavipour, ainsi que des mesures de la permittivité des FMNWAs, nous permettrait de mieux modéliser la réponse électromagnétique des dispositifs micro-ondes basés sur les FMNWAs.

En conclusion, les travaux de recherche de cette thèse ont permis de mieux comprendre la réponse hyperfréquence des réseaux de nanofils cylindriques, métalliques, magnétiques, verticaux, fabriqués à l'aide de procédés électrochimiques. Ces réseaux de nanofils ferromagnétiques offrent une flexibilité accrue au niveau du contrôle des relations de dispersion, au prix d'un élargissement de la résonance généralement plus élevé par rapport aux ferrites utilisées dans les dispositifs hyperfréquences actuels. Le plus grand défi pour ces matériaux prometteurs demeure la réduction de la largeur de résonance.

## RÉFÉRENCES

- [1] ADAM, J. D., DAVIS, L. E., DIONNE, G. F., SCHLOEMANN, E. F. et STITZER, S. N. (2002). Ferrite devices and materials. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, 50, 721 – 737.
- [2] AHARONI, A. (1997). Angular dependence of nucleation by curling in a prolate spheroid. *J. Appl. Phys.*, 82, 1281 – 1287.
- [3] AHARONI, A. (1998). Demagnetizing factors for rectangular ferromagnetic prisms. *J. Appl. Phys.*, 83, 3432–3434.
- [4] AHARONI, A. (2000). *Introduction to the Theory of Ferromagnetism*. Oxford Science Publications.
- [5] AKHTARI-ZAVAREH, A., KASAMA, T., CARIGNAN, L. P., YELON, A., MÉNARD, D., HERRING, R., DUNIN-BORKOWSKI, R. E., MCCARTNEY, M. R. et KAVANAGH, K. L. (2012). Measuring the magnetic induction of isolated CoFeB nanowires by off-axis electron holography. Microscopy and Microanalysis 2012, Phoenix, É.U.
- [6] ALLAEYS, J.-F. et MAGE, J.-C. (2007). Numerical modelling of unbiased microstrip circulators based on magnetic nanowired substrate : Use of a ferrite-equivalent model. *IEEE MTT-S Int. Microw. Symp. Dig.*, 703 – 706.
- [7] AMENT, W. S. et RADO, G. T. (1955). Electromagnetic effects of spin wave resonance in ferromagnetic metals. *Phys. Rev.*, 97, 1558–1566.
- [8] ARIAS, R. et MILLS, D. L. (2001). Theory of spin excitations and the microwave response of cylindrical ferromagnetic nanowires. *Phys. Rev. B*, 63, 134439.
- [9] ARIAS, R. et MILLS, D. L. (2003). Theory of collective spin waves and microwave response of ferromagnetic nanowire arrays. *Phys. Rev. B*, 67, 094423.
- [10] ASOH, H., NISHIO, K., NAKAO, M., TAMAMURA, T. et MASUDA, H. (2001). Conditions for fabrication of ideally ordered anodic porous alumina using pretextured al. *J. Electrochem. Soc.*, 148, B152–B156.
- [11] BARD, J. A. et FAULKNER, L. R. (2000). *Electrochemical Methods : Fundamentals and Applications*. Wiley.
- [12] BELEGGIA, M. et DE GRAEF, M. (2003). On the computation of the demagnetization tensor field for an arbitrary particle shape using a Fourier space approach. *J. Magn. Magn. Mater.*, 263, L1–L9.

- [13] BELEGGIA, M., TANDON, S., ZHU, Y. et DE GRAEF, M. (2004). On the magneto-static interactions between nanoparticles of arbitrary shape. *J. Magn. Magn. Mater.*, 278, 270–284.
- [14] BÉRON, F. (2005). *Propriétés magnétostatiques de nanofils ferromagnétiques et interactions dues à l'effet du réseau*. Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal.
- [15] BÉRON, F., CARIGNAN, L.-P., MÉNARD, D. et YELON, A. (2010). *Extracting Individual Properties from Global Behaviour : First-order Reversal Curve Method Applied to Magnetic Nanowire Arrays*, in *Electrodeposited Nanowires and Their Applications*, Intech, chapitre 7. 167 – 188.
- [16] BOCKRIS, J. O. M., WHITE, R. E. et CONWAY, B. E. (1989). *Modern aspects of electrochemistry*, vol. 20. Plenum Press.
- [17] BODKER, F., MORUP, S. et LINDEROTH, S. (1994). Surface effects in metallic iron nanoparticles. *Phys. Rev. Lett.*, 72, 282 – 285.
- [18] BOUCHER, V. (2010). *Modélisation des propriétés électromagnétiques de métamatériaux à base de réseaux de fils ferromagnétiques*. Thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal.
- [19] BOUCHER, V., CARIGNAN, L.-P., KODERA, T., CALOZ, C., YELON, A. et MÉNARD, D. (2009). Effective permeability tensor and double resonance of interacting bistable ferromagnetic nanowires. *Phys. Rev. B*, 80, 224402.
- [20] BOUCHER, V., LACROIX, C., CARIGNAN, L.-P., YELON, A. et MÉNARD, D. (2011). Resonance modes in arrays of interacting ferromagnetic nanowires subjected to a transverse static magnetic field. *Appl. Phys. Lett.*, 98, 112502.
- [21] BOUCHER, V. et MÉNARD, D. (2008). Electromagnetic properties of ferromagnetic nanowire arrays. *J. Appl. Phys.*, 103, 07E720.
- [22] BROWN JR., W. F. (1939). Theory of the approach to magnetic saturation. *Phys. Rev.*, 58, 736 – 743.
- [23] CALOZ, C. et ITOH, T. (2002). Application of the transmission line theory of left-handed (LH) materials to the realization of a microstrip “LH line”. *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*. vol. 2, 412 – 415.
- [24] CALOZ, C. et ITOH, T. (2006). *Electromagnetic Metamaterials : Transmission Line Theory and Microwave Applications*. Wiley and IEEE Press.
- [25] CALOZ, C., LAI, A. et ITOH, T. (2005). The challenge of homogenization of metamaterials. *New Journal of Physics*, 7, 167–182.
- [26] CAPOLINO, F. (2009). *Metamaterials Handbook*. CRC Press.

- [27] CARIGNAN, L. P. (2006). *Étude des interactions dipolaires magnétiques dans les réseaux de nanofils ferromagnétiques*. Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal.
- [28] CARIGNAN, L.-P., BOUCHER, V., KODERA, T., CALOZ, C., YELON, A. et MÉNARD, D. (2009). Double ferromagnetic resonance in nanowire arrays. *Appl. Phys. Lett.*, 95, 062504.
- [29] CARIGNAN, L.-P., CALOZ, C. et MÉNARD, D. (2010). Dual-band integrated self-biased edge-mode isolator based on the double ferromagnetic resonance of a bistable nanowire substrate. *International Microwave Symposium*. Anaheim (USA).
- [30] CARIGNAN, L. P., COCHRANE, R. W. et MÉNARD, D. (2008). Design of a compensated signal rod for low magnetic moment sample measurements with a vibrating sample magnetometer. *Rev. Sci. Instrum.*, 79, 035107.
- [31] CARIGNAN, L. P., LACROIX, C., OUMET, A., CIUREANU, M., YELON, A. et MÉNARD, D. (2007). Magnetic anisotropy in arrays of Ni, CoFeB, and Ni/Cu nanowires. *J. Appl. Phys.*, 102, 023905.
- [32] CARIGNAN, L.-P., MASSICOTTE, M., CALOZ, C., YELON, A. et MÉNARD, D. (2009). Magnetization reversal in arrays of Ni nanowires with different diameters. *IEEE Trans. Magn.*, 45, 4070 – 4073.
- [33] CARIGNAN, L. P., MASSICOTTE, M., COCHRANE, R. W. et MÉNARD, D. (2009). Concept of signal rod compensation for low magnetic moment sample measurements with a vibrating sample magnetometer. *Sensor Lett.*, 7, 433–436.
- [34] CARIGNAN, L. P., YELON, A., MÉNARD, D. et CALOZ, C. (2011). Ferromagnetic nanowire metamaterials : Theory and applications. *IEEE Trans. Microw. Theory and Tech.*, 59, 2568–2586.
- [35] CELINSKI, Z., URQUHART, K. B. et HEINRICH, B. (1997). Using ferromagnetic resonance to measure the magnetic moments of ultrathin films. *J. Magn. Magn. Mater.*, 166, 6 – 26.
- [36] CHEN, Y., GEILER, A. L., SAKAI, T., YOON, S. D., VITTORIA, C. et HARRIS, V. G. (2006). Microwave and magnetic properties of self-biased barium hexaferrite screen printed thick films. *J. Appl. Phys.*, 99, 08M904.
- [37] CHEN, D. X., BRUG, J. A. et GOLDFARB, R. B. (1991). Demagnetizing factors for cylinders. *IEEE Trans. Mag.*, 27, 3601 – 3619.
- [38] CHEN, Y., SAKAI, T., CHEN, T., YOON, S. D., VITTORIA, C. et HARRIS, V. G. (2006). Screen printed thick self-biased, low-loss, barium hexaferrite films by hot-press sintering. *J. Appl. Phys.*, 100, 043907.

- [39] CHEN, Z., YANG, A. MAHALINGAM, K., AVERETT, K. L., GAO, J., BROWN, G. J., VITTORIA, C. et HARRIS, V. G. (2010). Structure, magnetic, and microwave properties of thick ba-hexaferrite films epitaxially grown on GaN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> substrates. *Appl. Phys. Lett.*, 96, 242502.
- [40] CHEW, W. C. (1994). *Waves and Fields in Inhomogeneous Media*. IEEE Press, New York.
- [41] CIUREANU, M., BÉRON, F., CLIME, L., CIUREANU, P., YELON, A., OVARI, T. A., COCHRANE, R. W., NORMANDIN, F. et VERES, T. (2005). Magnetic properties of electrodeposited CoFeB thin films and nanowire arrays. *Electrochimica Acta*, 50, 4487–4497.
- [42] CLIME, L., BÉRON, F., CIUREANU, P., CIUREANU, M., COCHRANE, R. W. et YELON, A. (2006). Characterization of individual ferromagnetic nanowires by in-plane magnetic measurements of arrays. *J. Magn. Magn. Mater.*, 299, 487–491.
- [43] CLIME, L., CIUREANU, P. et YELON, A. (2006). Magnetostatic interactions in dense nanowire arrays. *J. Magn. Magn. Mater.*, 297, 60–70.
- [44] CLOGSTON, A. M. (1958). Inhomogeneous broadening in magnetic resonance lines. *J. Appl. Phys.*, 29, 334–336.
- [45] COCHRANE, R. W. (2006). Communication interne.
- [46] COEY, J. M. D. (2009). *Magnetism and Magnetic Materials*. Cambridge.
- [47] COHN, S. (1951). The electric and magnetic constants of metallic delay media containing obstacles of arbitrary shape and thickness. *J. Appl. Phys.*, 22, 628 – 634.
- [48] COLLIN, R. E. (1990). *Field Theory of Guided Waves*. IEEE Press, Piscataway, N.J. Chap. 12.
- [49] CUI, T. J., SMITH, D. et LIU, R. (2009). *Metamaterials : Theory, Design and Applications*. Springer.
- [50] CULLITY, B. D. et GRAHAM, C. D. (2008). *Introduction to magnetic materials*. Wiley-IEEE Press.
- [51] DARQUES, M., DE LA TORRE MEDINA, J., PIRAUX, L., CAGNON, L. et HUY-NEN, I. (2010). Microwave circulator based on ferromagnetic nanowires in an alumina template. *Nanotechnology*, 21, 145208.
- [52] DE LA TORRE MEDINA, J., PIRAUX, L. et ENCINAS, A. (2010). Tunable zero field ferromagnetic resonance in arrays of bistable magnetic nanowires. *Appl. Phys. Lett.*, 96, 042504.

- [53] DE LA TORRE MEDINA, J., PIRAUX, L., OLAIS GOVEA, J. M. et ENCINAS, A. (2010). Double ferromagnetic resonance and configuration-dependent dipolar coupling in unsaturated arrays of bistable magnetic nanowires. *Phys. Rev. B*, 81, 144411.
- [54] DE LA TORRE MEDINA, J., SPIEGEL, J., DARQUES, M., PIRAUX, L. et HUYNEN, I. (2010). Differential phase shift in nonreciprocal microstrip lines on magnetic nanowired substrates. *Appl. Phys. Lett.*, 96, 072508.
- [55] DIGGLE, J. W., DOWNIE, T. C. et GOULDING, C. W. (1969). Anodic oxide films on aluminum. *Chem. Rev.*, 69, 365–405.
- [56] DUBOWIK, J. (1996). Shape anisotropy of magnetic heterostructures. *Phys. Rev. B*, 54, 1088–1091.
- [57] DUMITRU, I., LI, F., WILEY, J. B., CIMPOESU, D., STANCU, A. et SPINU, L. (2005). Study of magnetic interactions in metallic nanowire networks. *IEEE Trans. Magn.*, 41, 3361–3363.
- [58] EBELS, U., DUVAIL, J.-L., WIGEN, P., PIRAUX, L., BUDA, L. et OUNADJELA, K. (2001). Ferromagnetic resonance studies of Ni nanowire arrays. *Phys. Rev. B*, 64, 1444211–1444216.
- [59] ELEFThERIADES, G. V. et BALMAIN, K. G. (2005). *Negative Refraction in Metamaterials : Fundamental Principles and Applications*. Wiley and IEEE Press.
- [60] ELLIOTT, R. S. (2003). *Antenna Theory and Design*. Wiley Interscience-IEEE Press, New Jersey. Chap. 10.
- [61] ENCINAS, A., DEMAND, M., PIRAUX, L., HUYNEN, I. et EBELS, U. (2001). Dipolar interactions in arrays of nickel nanowires studied by ferromagnetic resonance. *Phys. Rev. B*, 63, 104415.
- [62] ENGHETA, N. et ZIOLKOWSKI, R. W. (2006). *Metamaterials : Physics and Engineering explorations*. Wiley Interscience.
- [63] FARHOUD, M., HWANG, M., SMITH, H. I., SCHATTENBURG, M. L., BAE, J. M., YUCEF-TOUMI, K. et ROSS, C. A. (1999). Magnetic nanowires. *J. Magn. Magn. Mater.*, 200, 338–358.
- [64] FERAIN, E. et LEGRAS, F. (1997). Characterization of nanoporous particle track etched membrane. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 131, 97–102.
- [65] FERT, A. (2008). Nobel lecture : origin, development, and future of spintronics. *Rev. Mod. Phys.*, 80, 1517 – 1530.

- [66] FERT, A. et PIRAUX, L. (1999). Magnetic nanowires. *J. Magn. Magn. Mater.*, 200, 338–358.
- [67] FLETCHER, P. C. et KITTEL, C. (1960). Considerations on the propagation and generation of magnetostatic waves and spin waves. *Phys. Rev.*, 120, 2004 – 2006.
- [68] FREI, E., SHTRIKMAN, S. et TREVES, D. (1957). Critical size and nucleation field of ideal ferromagnetic particles. *Phys. Rev.*, 106, 446 – 455.
- [69] GEILER, A. L., YOON, S. D., CHEN, Y., CHINNASAMY, C. N., CHEN, Z., GEILER, M., HARRIS, V. G. et VITTORIA, C. (2007). BaFe<sub>12</sub>O<sub>19</sub> thin films grown at the atomic scale from BaFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub> and alpha-Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> targets. *J. Appl. Phys.*, 91, 162510.
- [70] GESCHWIND, S. et CLOGSTON, A. M. (1957). Narrowing effect of dipole forces on inhomogeneously broadened lines. *Phys. Rev.*, 108, 49–53.
- [71] GREEN, J. J. et KOHANE, T. (1964). Testing of ferrite materials for microwave applications. *Semicond. Prod. Solid State Technol.*, 7, 46 – 54.
- [72] GRIFFITHS, J. H. E. (1946). Anomalous high frequency resistance of ferromagnetic metals. *Nature*, 158, 670–676.
- [73] GUREVICH, A. et MELKOV, G. (1996). *Magnetization Oscillations and Waves*. CRC Press.
- [74] HADJ-MESSAOUD, S. (2011). *Propriétés magnétostatiques et résonance ferromagnétique de réseaux de nanofils en configuration multicouche*. Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal.
- [75] HARRIS, V. G. (2011). The design, processing, and integration of self-biased hexaferrites into microwave and mm-wave circulators. *International Microwave Symposium, Current state of Hexaferrite Materials and Their Applications (Workshop)*. Baltimore (É-U).
- [76] HARRIS, V. G., CHEN, Z., CHEN, Y., YOON, S., SAKAI, T., GEILER, A., YANG, A., HE, Y., ZIEMER, K. S., SUN, N. X. et VITTORIA, C. (2006). Ba-hexaferrite films for next generation microwave devices (invited). *J. Appl. Phys.*, 99, 08M911.
- [77] HARRIS, V. G., GEILER, A., CHEN, Y., YOON, S. D., WU, M., YANG, A., CHEN, Z., HE, P., PARIMI, P. V., ZUO, X., PATTON, C. E., ABE, M., ACHER, O. et VITTORIA, C. (2009). Recent advances in processing and applications of microwave ferrites. *J. Magn. Magn. Mater.*, 321, 2035–2047.
- [78] HEINRICH, B. (2005). Spin relaxation in magnetic metallic layers and multilayers. J. A. C. Bland et B. Heinrich, éditeurs, *Ultrathin magnetic structures III, Fundamentals of nanomagnetism*, Springer. 143–210.



- [79] HELSZAJN, J. (2008). *The Stripline Circulators : Theory and Practice*. Wiley.
- [80] HENRY, Y., IOVAN, A., GEORGE, J. M. et PIRAUX, L. (2002). Statistical analysis of the magnetization processes in arrays of electrodeposited ferromagnetic nanowires. *Phys. Rev. B*, 66, 184430.
- [81] HERTEL, R. (2001). Micromagnetic simulations of magnetostatically coupled nickel nanowires. *J. Appl. Phys.*, 90, 5752 – 5758.
- [82] HERTEL, R. et KIRSCHNER, J. (2004). Magnetization reversal dynamics in nickel nanowires. *Physica B*, 343, 206 – 210.
- [83] HSU, M. C., CHAO, T. Y., CHENG, Y. T., LIU, C. M. et CHEN, C. (2009). The inductance enhancement study of spiral inductor using Ni AAO nanocomposite core. *IEEE Trans. Nanotech.*, 8, 281–285.
- [84] HURBEN, M. (1996). *Two Magnon Scattering and Relaxation in Thin Ferrite Films*. Thèse de doctorat, Colorado State University.
- [85] HURBEN, M. J. et PATTON, C. E. (1998). Theory of two magnon scattering in microwave relaxation and ferromagnetic resonance linewidth in magnetic thin films. *J. Appl. Phys.*, 83, 4344–4365.
- [86] IIDA, S. (1963). The difference between Gilbert’s and Landau-Lifshitz’s equations. *J. Phys. Chem. Solids*, 25, 625 – 630.
- [87] ISHII, Y. et SATO, M. (1989). Magnetic behavior of a film with columnar structure. *J. Magn. Magn. Mater.*, 82, 309–312.
- [88] IYER, A. K. et ELEFThERIADES, G. V. (2002). Negative refractive index meta-materials supporting 2-D waves. *IEEE MTT-S International Microwave Symposium*. vol. 2, 1067 – 1070.
- [89] JACKSON, J. D. (2001). *Classical Electrodynamics*. John Wiley and Sons, New York.
- [90] JESSENSKY, O., MÜLLER, F. et GÖSELE, U. (1998). Self-organized formation of hexagonal pore structures in anodic alumina. *J. Electroch. Soc.*, 145, 3735–3740.
- [91] JOSEPH, R. I. (1966). Ballistic demagnetizing factor in uniformly magnetized cylinders. *J. Appl. Phys.*, 37, 4639 – 4643.
- [92] JOSEPH, R. I. et SCHLÖMANN, E. (1961). Theory of magnetostatic modes in long, axially magnetized cylinders. *J. Appl. Phys.*, 32, 1001 – 1005.
- [93] JOSEPH, R. I. et SCHLÖMANN, E. (1965). Demagnetizing field in nonellipsoidal bodies. *J. Appl. Phys.*, 36, 1579 – 1593.



- [94] KALARICKAL, S. (2006). *Ferromagnetic Relaxation in (1) Metallic Thin Films and (2) Bulk Ferrites and Composite Materials for Information Storage Device and Microwave Applications*. Thèse de doctorat, Colorado State University.
- [95] KALARICKAL, S., KRIVOSIK, P., PATTON, C., SCHNEIDER, M., KABOS, P., SILVA, T. et NIBARGER, J. (2006). Ferromagnetic resonance linewidth in metallic thin films : Comparison between measurement methods. *J. Appl. Phys.*, 99, 093909.
- [96] KIM, S. H., MISNER, M. J., XU, T., KIMURA, M. et RUSSELL, T. P. (2004). Highly oriented and ordered arrays of from block copolymers via solvent evaporation. *Adv. Mater.*, 16, 226–231.
- [97] KITTEL, C. (2004). *Introduction to Solid State Physics, 8th Edition*. Wiley.
- [98] KOCK, W. E. (1948). Metallic delay lenses. *Bell Syst. Tech. J.*, 27, 58 – 82.
- [99] KOU, X., FAN, X., ZHU, H. et XIAO, J. Q. (2009). Tunable ferromagnetic resonance in NiFe nanowires with strong magnetostatic interaction. *Appl. Phys. Lett.*, 94, 112509.
- [100] KRAUS, L. (1974). The demagnetization tensor of a cylinder. *Czech. J. Phys. B*, 23, 512–519.
- [101] KRAUS, L. (1982). Theory of ferromagnetic resonances in thin wires. *Czech. J. Phys. B*, 32, 1264–1282.
- [102] KRAUS, L. (1999). Theory of giant magneto-impedance in the planar conductor with uniaxial magnetic anisotropy. *J. Magn. Magn. Mater.*, 195, 764–778.
- [103] KRAUS, L., INFANTE, G., FRAIT, Z. et VÁZQUEZ (2011). Ferromagnetic resonance in microwires and nanowires. *J. Appl. Phys.*, 83, 174438.
- [104] KRONMULLER, H. et PARKIN, S. (2007). *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials*. Wiley-Interscience.
- [105] KUANG, B. K., VEERAKUMAR, V., MARSON, R. L., MISHRA, S. R., CAMLEY, R. E. et CELINSKI, Z. (2009). Nonreciprocal microwave devices based on magnetic nanowires. *Appl. Phys. Lett.*, 94, 202505.
- [106] KYLAN MCQUAIG JR., M., TORO, A., VAN GEERTRUYDEN, W. et MISIOLEK, W. Z. (2011). The effect of high temperature heat treatment on the structure and properties of anodic aluminum oxide. *J. Mater. Sci.*, 46, 243 – 253.
- [107] LACROIX, C. (2010). *Propriétés magnétiques de nanoaggrégats ferromagnétiques encastrés dans une éprouvette semi-conductrice*. Thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal.

- [108] LAROZE, D., ESCRIG, J., LANDEROS, P., ALTBIR, D., VÁZQUEZ, M. et VARGAS, P. (2007). A detailed analysis of dipolar interactions in arrays of bi-stable magnetic nanowires. *Nanotechnology*, 18, 415708.
- [109] LAX, B. et BUTTON, K. J. (1962). *Microwave ferrites and ferrimagnetics*. New-York : McGraw-Hill.
- [110] LEE, W., JI, R., GÖSELE, U. et NIELSCH, K. (2006). Fast fabrication of long-range ordered porous alumina membranes by hard anodization. *Nature Materials*, 5, 741–747.
- [111] LI, A. P., MÜLLER, F., BIRNER, A., NIELSCH, K. et GÖSELE, U. (1998). Hexagonal pore arrays with a 50-420 nm interpore distance formed by self-organization in anodic alumina. *J. Appl. Phys.*, 84, 6023–6026.
- [112] LI, A. P., MÜLLER, F., BIRNER, A., NIELSCH, K. et GÖSELE, U. (1999). Fabrication and microstructuring of hexagonally ordered two-dimentionnal nanopore arrays in anodic alumina. *Adv. Mater.*, 11, 483–487.
- [113] LINDELL, I. V. (2000). *Methods for electromagnetic field analysis*. IEEE Press.
- [114] LINKHART, D. K. (1989). *Microwave circulator design*. Artech-House, MA.
- [115] MARQUÉS, R., MARTÍN, F. et SOROLLA, M. (2008). *Metamaterials with negative parameters : Theory, Design and Microwave Applications*. Wiley Interscience.
- [116] MARSON, R. L., KUANR, B. K., MISHRA, S. R., CAMLEY, R. E. et CELINSKI, Z. (2007). Nickel nanowires for planer microwave circuit applications and characterization. *J. Vac. Sci. Tech. B*, 25, 2619 – 2623.
- [117] MASUDA, H. et FUKUDA, K. (1995). Ordered metal nanohole arrays made by a two-step replication of honeycomb structures of anodic alumina. *Science*, 268, 1466 – 1468.
- [118] MASUDA, H., TAKENAK, K., ISHII, T. et NISHIO, K. (2006). Long-range-ordered anodic porous alumina with less-than-30 nm hole interval. *Jap. J. Appl. Phys.*, 45, L1165 – L1167.
- [119] MASUDA, H., YADA, K. et OSAKA, A. (1998). Self-ordering of cell configuration of anodic porous alumina with large-size pores in phosphoric acid solution. *Jap. J. Appl. Phys.*, 37, L1340 – L1342.
- [120] MASUDA, H., YAMADA, H., SATOH, M., ASOH, H., NAKAO, M. et TAMAMURA, T. (1997). Highly ordered nanochannel-array architecture in anodic alumina. *Appl. Phys. Lett.*, 71, 2770 – 2772.
- [121] MASUDA, M., SHIOMI, S. et SHIRAKI, M. (1987). Magnetostatic perpendicular anisotropy in iron films with columnar structure. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 26, 1680–1689.

- [122] MÉNARD, D. (2011). Communication interne.
- [123] MÉNARD, D. et YELON, A. (2000). Theory of longitudinal magnetoimpedance in wires. *J. Appl. Phys.*, 88, 379–393.
- [124] MILLS, D. L. et REZENDE, S. M. (2003). Spin damping in ultrathin magnetic films. B. Hillebrands et K. Ounadjela, éditeurs, *Spin dynamics in confined magnetic structures II*, Springer-Verlag. 27–59.
- [125] MONETTE, G., CARIGNAN, L. P., BOUCHER, V., FRANCOEUR, S., YELON, A. et MÉNARD, D. (2008). Ferromagnetic resonance relaxation processes in Ni and CoFeB nanowire arrays. International Workshop on Magnetic wires, Zumaia.
- [126] NÉEL, L. (1954). Anisotropie magnétique superficielle et surstructures d'orientation. *J. Phys. Rad.*, 15, 225 – 239.
- [127] NETZELMANN, U. (1990). Ferromagnetic resonance of particulate magnetic recording tapes. *J. Appl. Phys.*, 68, 1800–1807.
- [128] NIELSCH, K., CHOI, J., SCHWIRN, K., WEHRSPORN, R. B. et GÖSELE, U. (2002). Self-ordering regimes of porous alumina : The 10% porosity rule. *Nanoletters*, 2, 677–680.
- [129] NIELSCH, K., MÜLLER, F., LI, A. P. et GÖSELE, U. (2000). Uniform nickel deposition into ordered alumina pores by pulsed electrodeposition. *Adv. Mater.*, 12, 582–586.
- [130] NIELSCH, K., WEHRSPORN, R. B., BARTHEL, J., KIRSCHNER, J., FISCHER, S. F., KRONMÜLLER, H., SCHWEINBÖCK, T., WEISS, D. et GÖSELE, U. (2002). High density hexagonal nickel nanowire array. *J. Magn. Magn. Mater.*, 249, 234–240.
- [131] O'HANDLEY, R. C. (2000). *Modern Magnetic Materials, Principles and Applications*. Wiley.
- [132] OLINER, A. (2003). A planar negative-refractive-index medium without resonant elements. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques-S, International Microwave Symposium Digest*, 1, 191–194.
- [133] OLIVER, S. A., YOON, S. D., KOZULIN, I., CHEN, M. L. et VITTORIA, C. (2000). Growth and characterization of thick oriented barium hexaferrite films on MgO (111) substrates. *Appl. Phys. Lett.*, 76, 3612–3614.
- [134] OSBORN, J. (1945). Demagnetizing factors of the general ellipsoid. *Phys. Rev.*, 67, 351–357.
- [135] PARKHUTIK, V. P. et SHERSHULSKY, V. (1990). Theoretical modelling of porous oxide growth on aluminium. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 25, 1258 – 1263.

- [136] PATTON, C. E. (1975). Microwave resonance and relaxation. D. J. Craik, éditeur, *Magnetic oxides*, Wiley. 575–648.
- [137] PATTON, C. E. (1984). Magnetic excitations in solids. *Phys. Rep.*, 103, 251–315.
- [138] PENDRY, J. B., HOLDEN, A. J., ROBBINS, D. J. et STEWART, W. J. (1999). Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena. *IEEE Trans. Microw. Theory and Tech.*, 47, 2075–2084.
- [139] PLUMER, M. L., VAN EK, J. et WELLER, D. (2001). *The physics of ultra-high-density magnetic recording*. Springer.
- [140] POZAR, D. (2005). *Microwave Engineering*. Wiley.
- [141] QIAO, L., HAN, X., GAO, B., WANG, J., WEN, F. et LI, F. (2009). Microwave absorption properties of the hierarchically branched Ni nanowire composites. *J. Appl. Phys.*, 105, 053911.
- [142] RABIN, O., HERZ, P., LIN, Y. M., AKINWANDE, A. I., CRONIN, S. B. et DRESSELHAUS, M. S. (2003). Formation of thick porous anodic alumina films and nanowire arrays on silicon wafers and glass. *Adv. Funct. Mater.*, 13, 631 – 638.
- [143] RADO, G. T. et WEERTMAN, J. R. (1954). Observation of exchange interaction effects in ferromagnetics by spin wave resonance. *Phys. Rev.*, 94, 1386.
- [144] RAMOS, C., VASALLO-BRIGNETI, E. et VASQUEZ, M. (2004). Self-organized nanowires : evidence of dipolar interactions from ferromagnetic resonance measurements. *Physica B*, 354, 195–197.
- [145] RAZAVIPOUR, H. (2011). Communication interne.
- [146] ROSS, C. A., HWANG, M., SHIMA, M., CHENG, J. Y., FARHOUD, M., SAVAS, T. A., SMITH, H. I., SCHWARZACHER, W., ROSS, F. M., REDJDAL, M. et HUMPHREY, F. B. (2002). Magnetic properties of arrays of electrodeposited nanowires. *Phys. Rev. B*, 65, 144417.
- [147] ROSS, C. A., HWANG, M., SHIMA, M., SMITH, H. I., FARHOUD, M., SAVAS, T. A., SCHWARZACHER, W., PARROCHON, J., ESCOFFIER, W., BERTRAM, H. N., HUMPHREY, F. B. et REDJDAL, M. (2002). Magnetic properties of arrays of electrodeposited nanowires. *J. Magn. Magn. Mater.*, 249, 200–207.
- [148] ROTMAN, W. (1962). Plasma simulation by artificial dielectrics and parallel-plate media. *IRE Trans. Ant. Prop.*, AP-10, 82 – 95.
- [149] SAIB, A., DARQUES, M., PIRAUX, L., VANHOENACKER-JANVIER, D. et HUYEN, I. (2005). An unbiased integrated microstrip circulator based on magnetic nanowired substrate. *IEEE Trans. Microw. Theory. Tech.*, 53, 2043–2049.

- [150] SAMWEL, E. O., BISSELL, P. R. et LODDER, J. C. (1992). Internal field correction in perpendicular columnar structured alumite films. *J. Magn. Magn. Mater.*, 115, 327–332.
- [151] SCHIFT, H. (2008). Nanoimprint lithography : an old story in modern times ? A review. *J. Vac. Sci. Technol. B, Microelectron. Nanometer Struct.*, 26, 458 – 480.
- [152] SCHLOEMANN, E. (2000). Advances in ferrite microwave materials and devices. *J. Magn. Magn. Mater.*, 209, 15 – 20.
- [153] SCHLOMANN, E. (1958). Spin-wave analysis of ferromagnetic resonance in polycrystalline ferrites. *J. Phys. Chem. Solids*, 6, 242–256.
- [154] SCULLY, J. C. et HERBERT, H. (1983). *Treatise on materials science and technology. Volume 23, Corrosion : aqueous processes and passive films*. Academic Press.
- [155] SEDDAOUI, D., MÉNARD, D., MOVAGHAR, B. et YELON, A. (2009). Nonlinear electromagnetic response of ferromagnetic metals : Magnetoimpedance in microwires. *J. Appl. Phys.*, 105, 083916.
- [156] SEET, H., LI, X., ZHAO, Z., WONG, L., ZHENG, H. et LEE, K. (2006). Current density effect on magnetic properties of nanocrystalline electroplated  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Cu}$  composite wires. *J. Magn. Magn. Mater.*, 302, 113–117.
- [157] SELLMYER, D. J., ZHENG, M. et SKOMSKI, R. (2001). Magnetism of Fe, Co and Ni nanowires in self-assembled arrays. *J. Phys. : Condens. Matter*, 13, R433 – R460.
- [158] SHELBY, R. A., SMITH, D. R. et SHULTZ, S. (2001). Experimental verification of negative index of refraction. *Science*, 292, 77–79.
- [159] SINGH, G. K., GOLOVIN, A. A. et ARANSON, I. S. (2006). Formation of self-organized nanoscale porous structures in anodic aluminum oxide. *Phys. Rev. B*, 73, 205422.
- [160] SKOMSKI, R. (2008). *Simple Models of Magnetism*. Oxford University Press.
- [161] SKOMSKI, R., HADJIPANAYIS, G. C. et SELLMYER, D. J. (2007). Effective demagnetizing factors of complicated particle mixtures. *IEEE Trans. Magn.*, 43, 2956 – 2958.
- [162] SMITH, D. R., PADILLA, W. J., VIER, D. C., NEMAT-NASSER, S. C. et SCHULTZ, S. (2000). Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. *Phys. Rev. Lett.*, 84, 4184–4187.
- [163] SNOEK, J. L. (1947). Gyromagnetic resonance in ferrites. *Nature*, 160, 90.

- [164] SONG, Y. Y., KALARICKAL, S. et PATTON, C. E. (2003). Optimized pulsed laser deposited barium ferrite thin films with narrow ferromagnetic resonance linewidths. *J. Appl. Phys.*, 94, 5103–5110.
- [165] SPARKS, M. (1964). *Ferromagnetic Relaxation Theory*. McGraw-Hill.
- [166] SPIEGEL, J., DE LA TORRE, J., PIRAUX, L. et HUYNEN, I. (2009). Isolator concept based on ferromagnetic nanowired substrate. *International Microwave Symposium*. Boston (USA).
- [167] SPIEGEL, J., RENAUX, C., DARQUES, M., DE LA TORRE, J., PIRAUX, L., SIMON, P., RASKIN, J.-P. et HUYNEN, I. (2009). Ferromagnetic inductors on commercial nanoporous anodic alumina. *European Microwave Conference*. Rome (Italy), 582 – 585.
- [168] STANCIL, D. D. et PRABHAKAR, A. (2008). *Spin waves, theory and applications*. Springer.
- [169] STASHKEVICH, A. A., ROUSSIGNÉ, Y., DJEMIA, P., CHÉRIF, S. M., EVANS, P. R., MURPHY, A. P., HENDREN, W. R., ATKINSON, R., POLLARD, R. J. et ZAYATS, A. V. (2009). Spin-wave modes in Ni nanorod arrays studied by Brillouin light scattering. *Phys. Rev. B*, 80, 144406.
- [170] SU, Z. et ZHOU, W. (2008). Porous anodic metal oxides. *Nanotechnology*, 16, 36–53.
- [171] SUN, L., HAO, Y., CHIEN, C. L. et SEARSON, P. C. (2005). Tuning the properties of magnetic nanowires. *IBM J. Res. & Dev.*, 49, 79 – 102.
- [172] TANDON, S., BELEGGIA, M., ZHU, Y. et DE GRAEF, M. (2004). On the computation of the demagnetization tensor for uniformly magnetized particles of arbitrary shape. Part I : Analytical approach. *J. Magn. Magn. Mater.*, 271, 9–26.
- [173] TARTAKOVSKAYA, E. V., PARDAVI-HORVATH, M. et VÁZQUEZ, M. (2010). Configurational spin reorientation phase transition in magnetic nanowire arrays. *J. Magn. Magn. Mater.*, 322, 743–747.
- [174] THOMPSON, G. E., FURNEAUX, R. C., WOOD, G. C., RICHARDSON, J. A. et GOODE, J. S. (1978). Nucleation and growth of porous anodic films on aluminium. *Nature*, 272, 433–435.
- [175] THURN-ALBRECHT, T., SCHOTTER, J., KASTLE, G. A., EMLEY, N., SHIBAUCHI, T., KRUSIN-ELBAUM, L., GUARINI, K., BLACK, C. T., TUOMINEN, M. T. et RUSSELL, T. P. (2000). Ultra-high density nanowire arrays grown in self-assembled diblock copolymer templates. *Science*, 290, 2126–2129.

- [176] TIAN, M., XU, S., WANG, J., KUMAR, N., WERTZ, E., LI, Q., CAMPBELL, P. M., CHAN, M. H. W. et MALLOUK, T. E. (2005). Penetrating the oxide barrier in situ and separating freestanding porous anodic alumina films in one step. *Nano. Lett.*, 5, 697 – 703.
- [177] VESELAGO, V. (1968). The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of permittivity and permeability. *Soviet Physics Uspekhi*, 10, 509–514.
- [178] VONSOVSKII, S. (1966). *Ferromagnetic Resonance*. Pergamon Press.
- [179] WANG, T., WANG, Y., FU, Y., HASEGAWA, T., WASHIYA, T., SAITO, H., ISHIO, S., LI, F. S., OSHIMA, H., ITOH, K., NISHIO, K. et MASUDA, H. (2008). In-field magnetic force microscope study of dipolar interaction in an ideally ordered Co nanorod array fabricated using nanoimprint lithography. *Appl. Phys. Lett.*, 92, 192504.
- [180] WANG, Z. K., KUOK, M. H., NG, S. C., LOCKWOOD, D. J., COTTAM, M. B., NIELSCH, K., WEHRSPORN, R. B. et GOSELE, U. (2002). Spin-wave quantization in ferromagnetic Ni nanowires. *Phys. Rev. Lett.*, 89, 027201.
- [181] WERNSDORFER, W., HASSELBACH, K., BENOIT, A., BARBARA, B., DOUDIN, B., MEIER, J., ANSERMET, J.-P. et MAILLY, D. (1997). Measurements of magnetization switching in individual nickel nanowires. *Phys. Rev. B*, 55, 11552 – 11559.
- [182] YOON, S. D. et VITTORIA, C. (2004). Thick M-type barium hexaferrite films grown on garnet substrates. *J. Appl. Phys.*, 96, 2131–2135.
- [183] ZHAO, S., CHAN, K., YELON, A. et VERES, T. (2007). Preparation of open-through anodized aluminium oxide films with a clean method. *Nanotechnology*, 18, 245304.



## ANNEXE A

## Électrodéposition de nanofils

Nous présentons ici, sous forme de tableaux, les recettes pour électrodéposer des nanofils de NiFe, des nanofils de Cu, des couches minces de Cu, ou des nanofils multicouches constitués de couches magnétiques et non-magnétiques en alternance. À noter que la recette pour l'alliage de NiFe a été développée avec l'aide de Michael Malatek, un ancien stagiaire post-doctoral à l'École Polytechnique de Montréal. La recette, basée sur l'article de Seet *et al.* [156], est présentée au tableau A.1.

Tableau A.1 Constituants de la solution électrolytique pour l'électrodéposition de NiFe. Le pH est 3.4, la température est celle ambiante et la densité de courant est de 100 mA/cm<sup>2</sup>. Le courant est constitué d'impulsions rectangulaires de 100 mA/cm<sup>2</sup> pendant 20 msec et 0 mA/cm<sup>2</sup> pendant 152 msec.

Constituant	Masse (g) (pour 1 L de solution)	Concentration (M)
NiSO <sub>4</sub> ·6H <sub>2</sub> O	125	0.476
H <sub>3</sub> BO <sub>3</sub>	40	0.65
NiCl <sub>2</sub> ·6H <sub>2</sub> O	20	0.084
FeSO <sub>4</sub> ·6H <sub>2</sub> O	8	0.029
CH <sub>3</sub> (CH <sub>2</sub> ) <sub>11</sub> SO <sub>3</sub> Na (Na dodecyl sulfate)	0.031	0.0004
C <sub>7</sub> H <sub>4</sub> NaNO <sub>3</sub> S·2H <sub>2</sub> O (Na saccharin)	4	0.019

Tableau A.2 Constituants de la solution électrolytique pour l'électrodéposition de nanofils de cuivre. Le pH est de 3.5, la température est celle ambiante et la densité de courant est de 100 mA/cm<sup>2</sup>. Le courant est constitué d'impulsions rectangulaires de 100 mA/cm<sup>2</sup> pendant 20 msec et 0 mA/cm<sup>2</sup> pendant 152 msec.

Constituant	Masse (g) (pour 1 L de solution)	Concentration (M)
CuSO <sub>4</sub> ·5H <sub>2</sub> O	49.94	0.2
H <sub>3</sub> BO <sub>3</sub>	30.91	0.5



Tableau A.3 Constituants de la solution électrolytique pour l'électrodéposition de films de cuivre. La température est celle ambiante et le courant DC est de 46.5 mA/cm<sup>2</sup>.

Constituant	Masse (g) (pour 1 L de solution)	Concentration (M)
CuSO <sub>4</sub> ·5H <sub>2</sub> O	140	0.56
H <sub>2</sub> SO <sub>4</sub> (98%)	52 mL	0.95

Tableau A.4 Constituants de la solution électrolytique pour l'électrodéposition de multicouches Ni/Cu. Le potentiel de déposition du Ni est de  $-1$  V, le potentiel de déposition du Cu est de  $-0.56$  V, le pH est de 3.5 et la température est celle ambiante.

Constituant	Masse (g) (pour 1 L de solution)	Concentration (M)
NiSO <sub>4</sub> ·6H <sub>2</sub> O	52.57	0.2
H <sub>3</sub> BO <sub>3</sub>	30.91	0.5
CuSO <sub>4</sub> ·5H <sub>2</sub> O	0.749	0.003

Tableau A.5 Constituants de la solution électrolytique pour l'électrodéposition de multicouches CoFeB/Cu. Le potentiel de déposition du CoFeB est de  $-1$  V, le potentiel de déposition du Cu est de  $-0.56$  V, le pH est de 3.5 et la température est celle ambiante.

Constituant	Masse (g) (pour 1 L de solution)	Concentration (M)
CoSO <sub>4</sub> ·6H <sub>2</sub> O	49.467	0.176
FeSO <sub>4</sub> ·6H <sub>2</sub> O	8.34	0.03
H <sub>3</sub> BO <sub>3</sub>	43.267	0.7
CuSO <sub>4</sub> ·5H <sub>2</sub> O	0.75	0.003
(CH <sub>3</sub> ) <sub>2</sub> NH :BH <sub>3</sub> (Diméthylaminoborane)	0.413	0.007
C <sub>7</sub> H <sub>4</sub> NaNO <sub>3</sub> S·2H <sub>2</sub> O (Na saccharin)	1.207	0.005

Tableau A.6 Constituants de la solution électrolytique pour l'électrodéposition de multicouches NiFe/Cu. Le potentiel de déposition du NiFe est de  $-1.4$  V, le potentiel de déposition du Cu est de  $-0.56$  V, le pH est de 3.4 et la température est celle ambiante.

Constituant	Masse (g) (pour 1 L de solution)	Concentration (M)
$\text{NiSO}_4 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$	125	0.476
$\text{H}_3\text{BO}_3$	40	0.65
$\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$	1.5	0.006
$\text{FeSO}_4 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$	18	0.029
$\text{CH}_3(\text{CH}_2)_{11}\text{SO}_3\text{Na}$ (Na dodecyl sulfate)	0.031	0.0004
$\text{C}_7\text{H}_4\text{NaNO}_3\text{S} \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ (Na saccharin)	4	0.019

## ANNEXE B

### Modèle de Stoner-Wohlfarth

Cette section décrit la position d'équilibre de l'aimantation selon le modèle de Stoner-Wohlfarth, aussi nommé modèle de l'aimantation rigide. Le texte a été adapté du mémoire de maîtrise de Louis-Philippe Carignan [27].

Considérons un cylindre uniformément aimanté par un champ magnétique externe statique  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$ , tel que représenté schématiquement à la figure 3.1. Nous recherchons une expression permettant de calculer la position d'équilibre de l'aimantation  $\mathbf{M}$ .

La densité d'énergie totale  $u$  d'un cylindre uniformément aimanté par un champ statique  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$ , en présence d'une anisotropie uniaxiale  $K \sin^2 \theta$ , s'écrit

$$u = -\mu_0 M_s H_{\text{ext}} [\sin \theta \sin \theta_H \cos(\varphi - \varphi_H) + \cos \theta \cos \theta_H] + K \sin^2 \theta, \quad (\text{B.1})$$

où  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H m}^{-1}$  est la perméabilité du vide,  $M_s$  est l'aimantation à saturation,  $\theta$  et  $\varphi$  sont les angles polaires de l'aimantation et  $\theta_H$  et  $\varphi_H$  sont les angles polaires du champ statique externe. Les angles d'équilibre de l'aimantation,  $\theta_M$  et  $\varphi_M$ , sont trouvés en minimisant la densité d'énergie totale, c'est-à-dire en posant  $\frac{\partial u}{\partial \theta}$  et  $\frac{\partial u}{\partial \varphi}$  égaux à zéro. Pour  $\varphi$ , nous avons

$$\frac{\partial u}{\partial \varphi} = \mu_0 M_s H_{\text{ext}} \sin \theta \sin \theta_H \sin(\varphi - \varphi_H) = 0, \quad (\text{B.2})$$

et si  $\varphi_H = 0$ , cette équation se réduit à la condition  $\varphi_M = 0$ . La dérivée de la densité d'énergie totale par rapport à  $\theta$  donne

$$\frac{\partial u}{\partial \theta} = -\mu_0 M_s H_{\text{ext}} [\cos \theta \sin \theta_H \cos(\varphi - \varphi_H) - \sin \theta \sin \theta_H] + 2K \sin \theta \cos \theta, \quad (\text{B.3})$$

et si  $\varphi_H = \varphi = 0$ , cette équation devient

$$H_{\text{ext}} \sin(\theta - \theta_H) + H_{\text{eff}} \sin \theta \cos \theta = 0, \quad (\text{B.4})$$

où

$$H_{\text{eff}} = \frac{2K}{\mu_0 M_s}. \quad (\text{B.5})$$

La résolution de l'équation (B.4) nous donne la position d'équilibre  $\theta_M$  de l'aimantation. Obtenons maintenant les dérivées secondes de l'énergie par rapport aux angles polaires. D'abord,

$$\frac{\partial^2 u}{\partial \varphi^2} = \mu_0 M_s H_{\text{ext}} \sin \theta \sin \theta_H \cos(\varphi - \varphi_H), \quad (\text{B.6})$$

et avec  $\varphi_H = \varphi = 0$ , nous avons

$$\frac{\partial^2 u}{\partial \varphi^2} = \mu_0 M_s H_{\text{ext}} \sin \theta \sin \theta_H. \quad (\text{B.7})$$

Ensuite,

$$\frac{\partial^2 u}{\partial \theta^2} = \mu_0 M_s H_{\text{ext}} [\sin \theta \sin \theta_H \cos(\varphi - \varphi_H) + \cos \theta \cos \theta_H] + 2K \cos(2\theta), \quad (\text{B.8})$$

et avec  $\varphi_H = \varphi = 0$ , nous avons

$$\frac{\partial^2 u}{\partial \theta^2} = \mu_0 M_s H_{\text{ext}} \cos(\theta - \theta_H) + 2K \cos 2\theta. \quad (\text{B.9})$$

La dérivée mixte s'écrit

$$\frac{\partial^2 u}{\partial \theta \partial \varphi} = \mu_0 M_s H_{\text{ext}} \cos \theta \sin \theta_H \sin(\varphi - \varphi_H), \quad (\text{B.10})$$

sauf que pour  $\varphi_H = \varphi = 0$ , la dérivée devient nulle.

La dérivée première de l'énergie par rapport aux angles polaires nous indiquent un extremum local de l'énergie. En obtenant les dérivées secondes, il est possible de vérifier la nature de l'extremum, à savoir s'il s'agit d'un minimum local ou non.

Prenons le cas où  $\theta_H = \pi/2$ . Dans ce cas, l'équation (B.4) nous indique que  $\sin \theta_M = H_{\text{ext}}/H_{\text{eff}}$ . Si  $\theta_H = 0$  alors  $\cos \theta_M = -H_{\text{ext}}/H_{\text{eff}}$ . Il faut alors distinguer le cas où  $H_{\text{eff}} > 0$  ( $K > 0$ ) du cas où  $H_{\text{eff}} < 0$  ( $K < 0$ ). Le premier cas ( $K > 0$ ) correspond à une anisotropie uniaxiale où l'axe facile est selon la direction parallèle au fil. Le deuxième cas ( $K < 0$ ) nous indique un plan facile perpendiculaire à l'axe du fil.

Dans le premier cas ( $K > 0$ ), si  $\theta_H = 0$  alors  $\theta_M = 0$  ou  $\pi$ . Si  $\theta_H = \pi/2$ , l'équilibre est stable et  $M/M_s = \sin \theta_M = H_{\text{ext}}/H_{\text{eff}}$ . Dans le second cas ( $K < 0$ ), si  $\theta_H = 0$ , l'équilibre est stable et  $M/M_s = \cos \theta = |H_{\text{ext}}/H_{\text{eff}}|$ . Si  $\theta_H = \pi/2$ ,  $\theta_M = -\pi/2$  ou  $\pi/2$ .

## ANNEXE C

### Facteurs de désaimantation

#### Facteur de désaimantation pour diverses structures géométriques

Tandon *et al.* [172] ont obtenu des expressions pour les facteurs de désaimantation de forme moyens  $N_{\text{sh},xx}$  et  $N_{\text{sh},zz}$  de cylindres uniformément aimantés, de longueur  $L$ , de diamètre  $2a$ , dont le rapport de forme est  $\mathcal{R} = L/2a$ . Dans le système  $xyz$ , où l'axe  $z$  correspond à l'axe des cylindres,  $N_{\text{sh},zz}$  s'écrit

$$N_{\text{sh},zz} = \frac{1}{3\pi\mathcal{R}} \left[ 1 - F(\mathcal{R}) + \frac{3\pi\mathcal{R}}{4} \right], \quad (\text{C.1})$$

avec  $2N_{\text{sh},xx} + N_{\text{sh},zz} = 1$  et

$$F(\tau) = \sqrt{1 + \mathcal{R}^2} \left[ \mathcal{R}^2 K(\kappa) + (1 - \mathcal{R}^2) E(\kappa) \right], \quad (\text{C.2})$$

où  $\mathcal{R} = L/2a$ ,  $\kappa = 1/(1 + \mathcal{R}^2)$ , et  $K(\kappa)$  et  $E(\kappa)$  sont les intégrales elliptiques complètes de première et deuxième espèce, respectivement. À la limite d'un cylindre infiniment long,  $N_{\text{sh},xx} \simeq 0.5$  and  $N_{\text{sh},zz} \simeq 0$ .

Osborn [134] a dérivé des formules pour calculer les facteurs de désaimantation moyens d'ellipsoïdes de révolution. Dans le système  $xyz$ , où l'axe  $z$  coïncide avec l'axe de symétrie de l'ellipsoïde, le facteur de désaimantation de forme moyen  $N_{\text{sh},zz}$ , pour un ellipsoïde oblate, s'écrit

$$N_{\text{sh},zz} = \frac{c^2}{c^2 - 1} \left( 1 - \frac{1}{\sqrt{c^2 - 1}} \arcsin \frac{\sqrt{c^2 - 1}}{c} \right), \quad (\text{C.3})$$

où  $c$  est le rapport grand axe sur petit axe de l'ellipsoïde. Dans le cas d'un ellipsoïde prolata,  $N_{\text{sh},zz}$  s'écrit

$$N_{\text{sh},zz} = \frac{1}{c^2 - 1} \left( -1 + \frac{c}{2\sqrt{c^2 - 1}} \ln \frac{c + \sqrt{c^2 - 1}}{c - \sqrt{c^2 - 1}} \right), \quad (\text{C.4})$$

où  $c$  est le rapport grand axe sur petit axe de l'ellipsoïde.

#### Facteur de désaimantation dû à l'interaction dipolaire inter-fils

Reprenons le tenseur de désaimantation d'un dipôle élémentaire de volume  $dV_j$ , situé en  $\mathbf{r}_j = x_j\hat{\mathbf{x}} + y_j\hat{\mathbf{y}} + z_j\hat{\mathbf{z}}$  de l'origine, et produisant un champ dipolaire en un point  $\mathbf{r} = x\hat{\mathbf{x}} + y\hat{\mathbf{y}} + z\hat{\mathbf{z}}$

de l'origine, où  $\hat{\mathbf{x}}$ ,  $\hat{\mathbf{y}}$  et  $\hat{\mathbf{z}}$  sont des vecteurs unitaires dans la direction  $x$ ,  $y$  et  $z$  [voir équation (3.6)]. Ce tenseur de désaimantation s'écrit

$$\overleftrightarrow{N}_{\text{dip},j}(\mathbf{r}'_j) = \frac{dV_j}{4\pi(r'_j)^5} \begin{pmatrix} (r'_j)^2 - 3(x'_j)^2 + \Delta & -3x'_j y'_j & -3x'_j z'_j \\ -3x'_j y'_j & (r'_j)^2 - 3(y'_j)^2 + \Delta & -3y'_j z'_j \\ -3x'_j z'_j & -3y'_j z'_j & (r'_j)^2 - 3(z'_j)^2 + \Delta \end{pmatrix}, \quad (\text{C.5})$$

où  $\Delta = 4\pi(r'_j)^5 \delta(\mathbf{r}'_j)/3$ ,  $\delta = 0$  si  $\mathbf{r}_j \neq \mathbf{r}$  et  $\delta$  est infinie sinon,  $\mathbf{r}'_j = x'_j \hat{\mathbf{x}} + y'_j \hat{\mathbf{y}} + z'_j \hat{\mathbf{z}}$ ,  $x'_j = x - x_j$ ,  $y'_j = y - y_j$  et  $z'_j = z - z_j$ . Nous voulons trouver le tenseur de désaimantation provenant de l'interaction dipolaire inter-fils. Comme on cherche le champ dipolaire à l'extérieur de chaque fil, on a que  $\Delta = 0$ . On divise chaque fil en une chaîne linéaire de dipôles infiniment minces, de volume  $dV_j = \pi a^2 dz_j$ , où  $a$  est le rayon du fil et  $dz_j$  est un élément de longueur infinitésimal dans la direction axiale, et on somme la contribution de chaque dipôle du réseau, de manière à avoir le tenseur de désaimantation total, incluant tous les dipôles du réseau :

$$\overleftrightarrow{N}_{\text{dip}}(\mathbf{r}'_j) = \sum_{r'_j} \frac{\pi a^2 dz_j}{4\pi(r'_j)^5} \begin{pmatrix} (r'_j)^2 - 3(x'_j)^2 & -3x'_j y'_j & -3x'_j z'_j \\ -3x'_j y'_j & (r'_j)^2 - 3(y'_j)^2 & -3y'_j z'_j \\ -3x'_j z'_j & -3y'_j z'_j & (r'_j)^2 - 3(z'_j)^2 \end{pmatrix}. \quad (\text{C.6})$$

On constate que la trace de l'équation (C.6) est nulle. On remplace ensuite la somme sur les  $z_j$  par une intégrale le long de l'axe des fils, allant de  $-L/2$  à  $L/2$ . Si on intègre chaque composante du tenseur, on obtient

$$\overleftrightarrow{N}_{\text{int}}(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} N_{\text{int},xx}(\mathbf{r}) & N_{\text{int},xy}(\mathbf{r}) & N_{\text{int},xz}(\mathbf{r}) \\ N_{\text{int},xy}(\mathbf{r}) & N_{\text{int},yy}(\mathbf{r}) & N_{\text{int},yz}(\mathbf{r}) \\ N_{\text{int},xz}(\mathbf{r}) & N_{\text{int},yz}(\mathbf{r}) & N_{\text{int},zz}(\mathbf{r}) \end{pmatrix}, \quad (\text{C.7})$$

où

$$N_{\text{int},zz}(\mathbf{r}) = \frac{a^2}{4} \sum_{x_j, y_j} (C_+ + C_-), \quad (\text{C.8a})$$

$$N_{\text{int},xx}(\mathbf{r}) = \frac{a^2 L}{4} \sum_{x_j, y_j} \left[ \frac{y_j^4 - 2x_j^4 - (x_j y_j)^2 + (L/2)^2 (y_j^2 - x_j^2)}{\rho_j^4 [\rho_j^2 + (L/2)^2]^{3/2}} \right], \quad (\text{C.8b})$$

$$N_{\text{int},yy}(\mathbf{r}) = \frac{a^2 L}{4} \sum_{x_j, y_j} \left[ \frac{x_j^4 - 2y_j^4 - (x_j y_j)^2 + (L/2)^2 (x_j^2 - y_j^2)}{\rho_j^4 [\rho_j^2 + (L/2)^2]^{3/2}} \right], \quad (\text{C.8c})$$

$$N_{\text{int},xz}(\mathbf{r}) = \frac{-a^2}{4} \sum_{x_j, y_j} (x_j - x) \left( \frac{C_+}{L_+} - \frac{C_-}{L_-} \right), \quad (\text{C.8d})$$

$$N_{\text{int},yz}(\mathbf{r}) = \frac{-a^2}{4} \sum_{x_j, y_j} (y_j - y) \left( \frac{C_+}{L_+} - \frac{C_-}{L_-} \right), \quad (\text{C.8e})$$

$$N_{\text{int},xy}(\mathbf{r}) = \frac{-a^2}{4} \sum_{x_j, y_j} \frac{(x_j - x)(y_j - y)}{\rho_j^4} (D_+ + D_-), \quad (\text{C.8f})$$

avec

$$L_{\pm} = L/2 \pm z, \quad (\text{C.9a})$$

$$\rho_j = \sqrt{(x_j - x)^2 + (y_j - y)^2}, \quad (\text{C.9b})$$

$$C_{\pm} = \frac{L_{\pm}}{(L_{\pm}^2 + \rho_j^2)^{3/2}}, \quad (\text{C.9c})$$

$$D_{\pm} = \frac{L_{\pm} (2L_{\pm}^2 + 3\rho_j^2)}{(L_{\pm}^2 + \rho_j^2)^{3/2}}. \quad (\text{C.9d})$$

La figure C.1 montre la dépendance axiale du facteur de désaimantation normalisé  $N_{\text{int},zz}(\mathbf{r})/P$ , où  $P$  est la porosité de surface. Le facteur  $N_{\text{int},zz}(\mathbf{r})$  est évalué en  $x = y = 0$ , le long de la position axiale normalisée  $z/L$ , où  $z = 0$  correspond au milieu du fil et  $z = L/2$  correspond à une des deux extrémités du fil. Les courbes sont symétriques par rapport à  $z = 0$ , i.e.  $N_{\text{int},zz}(z) = N_{\text{int},zz}(-z)$ . Un réseau hexagonal a été utilisé pour le calcul. Nous avons imposé un diamètre de fil  $2a = 40$  nm, une distance inter-fils  $D = 110$  nm et un FMNWA de rayon normalisé  $R/L = 50$ .

Les courbes de la figure C.1 montrent que le facteur de désaimantation  $N_{\text{int},zz}(\mathbf{r})/P$  est essentiellement uniforme le long de la position axiale du fil, lorsque  $L/2D \ll 1$  ou  $L/2D \gg 1$ . Lorsque  $L/2D \simeq 1$ , le facteur de désaimantation  $N_{\text{int},zz}(\mathbf{r})/P$  est le moins uniforme le long

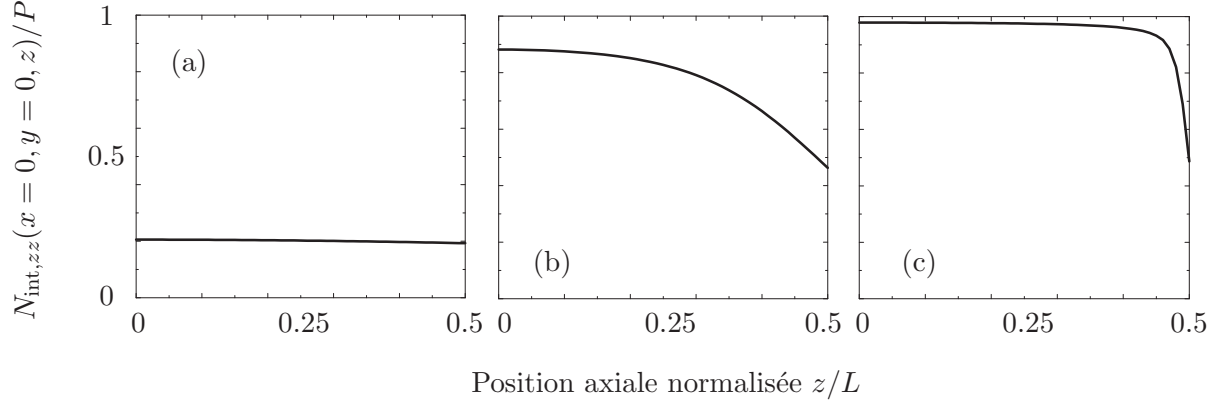


Figure C.1 Dépendance axiale du facteur de désaimantation inter-fils  $N_{\text{int},zz}(\mathbf{r})/P$ , calculé à l'aide de l'équation (C.8a). Le facteur  $N_{\text{int},zz}(\mathbf{r})/P$  est évalué en  $x = y = 0$ . La position axiale  $z = 0$  correspond au centre du fil, et la position axiale  $z = L/2$  correspond à une des extrémités du fil. (a)  $L/2D = 0.15$ . (b)  $L/2D = 1.5$ . (c)  $L/2D = 15$ . Pour le calcul, nous avons choisi  $2a = 40$  nm,  $D = 110$  nm et  $R/L = 50$ .

de la position axiale du fil.

La figure C.2 montre la dépendance spatiale du champ dipolaire. La composante axiale du champ dipolaire est tracée à l'aide de l'équation (C.8a), en utilisant les paramètres indiqués dans la légende de la figure C.2. Nous supposons un réseau carré de nanofils.

Lorsque  $z = 0$ , le champ dipolaire inter-fils est négatif, et opposé à l'aimantation des fils. Un fil du réseau perçoit donc un champ dipolaire de direction opposée à son aimantation. Lorsque  $z = L/2 + 2a$ , le champ dipolaire inter-fils est essentiellement positif, c'est-à-dire dans la même direction que l'aimantation ( $+\hat{\mathbf{z}}$ ), et maximal exactement au-dessus des fils.

### Champ magnétique produit par un fil cylindrique

À partir de l'équation de Maxwell-Ampère, en régime statique et sans courant, on peut écrire le champ magnétique comme

$$\mathbf{H} = -\nabla\Phi_M, \quad (\text{C.10})$$

où  $\Phi_M$  est le potentiel magnétique. Puisque la divergence de l'induction magnétique est nulle, nous avons

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = \mu_0 \nabla \cdot (\mathbf{H} + \mathbf{M}) = 0. \quad (\text{C.11})$$

En utilisant l'équation (C.10), l'équation (C.11) devient



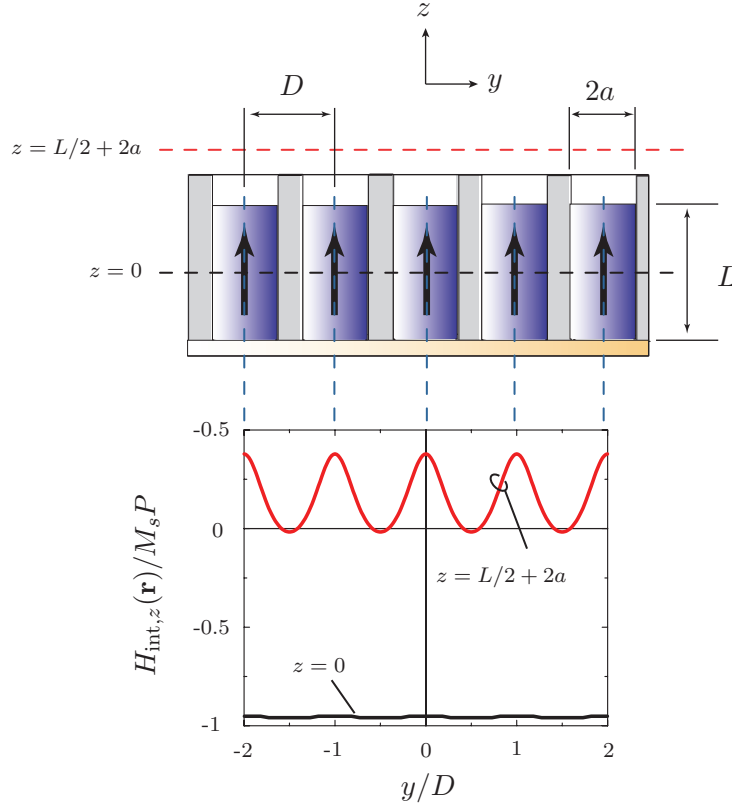


Figure C.2 Composante axiale (selon  $z$ ) du champ dipolaire inter-fils normalisé,  $H_{\text{int},z}(\mathbf{r})/M_s P$ , calculé à l'aide de l'équation (C.8a). L'aimantation des fils est  $\mathbf{M} = M_s \hat{\mathbf{z}}$ . Nous considérons un réseau carré de 200 par 200 fils. Le champ dipolaire est évalué à  $x = 0$ ,  $z = 0$ , et  $x = 0$ ,  $z = L/2 + 2a$ . Nous utilisons les paramètres suivants pour le calcul des champs dipolaires :  $2a = 40$  nm,  $D = 110$  nm and  $L = 1$   $\mu\text{m}$ ,  $P = 0.104$ .

$$\nabla^2 \Phi_M = \nabla \cdot \mathbf{M}. \quad (\text{C.12})$$

Pour un corps ferromagnétique de volume  $V$  et de surface  $S$ , le théorème de la divergence appliqué à l'équation (C.12) donne, selon l'équation (5.100) de la référence [89],

$$\Phi_M = -\frac{1}{4\pi} \int_V \frac{\nabla' \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d^3 \mathbf{r}' + \frac{1}{4\pi} \oint_S \frac{\mathbf{n}' \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dS'. \quad (\text{C.13})$$

où  $\mathbf{n}'$  est un vecteur unitaire dans la direction normale à la surface,  $\mathbf{r}'$  est un vecteur de l'origine vers l'élément magnétique et  $\mathbf{r}$  est un vecteur de l'origine vers le point d'observation. Si nous avons un cylindre uniformément aimanté, d'aimantation  $\mathbf{M} = M_s \hat{\mathbf{z}}$ , alors  $\nabla \cdot \mathbf{M} = 0$  et l'équation (C.13) devient

$$\Phi_M(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \oint_S \frac{\mathbf{n}' \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dS'. \quad (\text{C.14})$$

Considérons un cylindre uniformément aimanté, de longueur  $L$  et de diamètre  $2a$ . Nous voulons trouver le champ magnétique le long de l'axe du cylindre (axe  $z$ ), avec  $\mathbf{r} = z\hat{\mathbf{z}}$ . Nous avons alors

$$|\mathbf{r}' - \mathbf{r}| = \sqrt{\rho^2 + (z \pm L/2)^2}, \quad (\text{C.15})$$

où  $\pm$  indique que nous sommes à la surface supérieure (+) ou inférieure (−) du cylindre et  $\rho$  est la position radiale sur une des faces du cylindre. L'équation (C.14) devient, après intégration de 0 à  $2\pi$ ,

$$\Phi_M(z) = \frac{2\pi M_s}{4\pi} \int_0^a \left[ \frac{1}{\sqrt{\rho^2 + (z + L/2)^2}} + \frac{1}{\sqrt{\rho^2 + (z - L/2)^2}} \right] \rho d\rho. \quad (\text{C.16})$$

Si l'on effectue l'intégration radiale sur l'équation (C.16), nous obtenons

$$\Phi_M(z) = \frac{M_s}{2} \left[ \sqrt{a^2 + (z + L/2)^2} - \sqrt{a^2 + (z - L/2)^2} + |z + L/2| - |z - L/2| \right]. \quad (\text{C.17})$$

À l'aide de l'équation (C.10), la composante axiale (selon  $z$ ) du champ magnétique s'écrit

$$H_z(z) = -\frac{\partial \Phi_M}{\partial z}. \quad (\text{C.18})$$

Si l'on utilise l'équation (C.17), la composante axiale du champ magnétique devient

$$H_z(z) = \frac{M_s}{2} \left[ \frac{z + L/2}{\sqrt{a^2 + (z + L/2)^2}} - \frac{z - L/2}{\sqrt{a^2 + (z - L/2)^2}} - 2\Theta(L/2 - |z|) \right], \quad (\text{C.19})$$

où  $\Theta(L/2 - |z|)$  la fonction Heaviside, égale à 1 à l'intérieur du cylindre et 0 à l'extérieur du cylindre. Si  $L \gg a$  (cas d'un cylindre allongé), on a que  $H_z(L/2) = M_s/2$  à la surface du cylindre.

L'équation (C.19) est tracée à la figure C.3. À l'extérieur du fil, le champ magnétique est positif, et décroît de manière monotone selon  $z$ . À l'intérieur du fil, le champ magnétique est négatif, ce qui indique que le champ magnétique produit par le cylindre sur lui-même est démagnétisant : le cylindre produit un champ magnétique sur lui-même dans la direction opposée à son aimantation. Lorsque  $L \gg a$ , le champ démagnétisant est très faible à l'intérieur

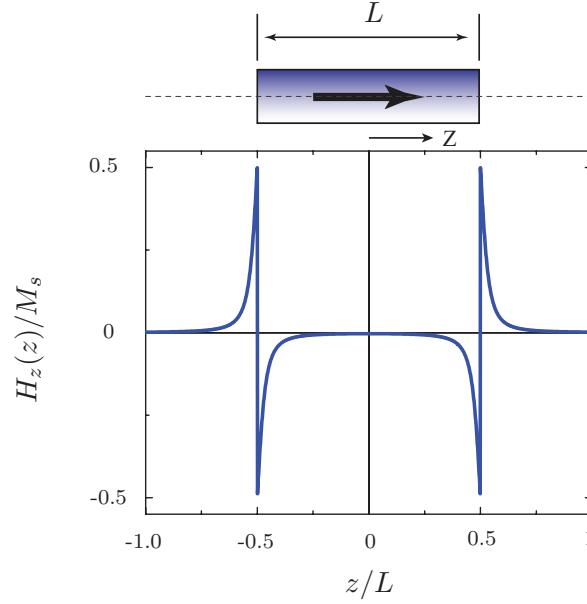


Figure C.3 Composante axiale du champ magnétique normalisé,  $H_z(z)/M_s$ , produit par un cylindre uniformément aimanté, en fonction de la position normalisée  $z/L$  le long de l'axe du cylindre. Nous avons utilisé les paramètres suivant pour le calcul :  $a = 20$  nm et  $L = 0.5$   $\mu\text{m}$ .

du cylindre est augmentée vers l'extrémité du cylindre.

Nous pouvons également estimer le gradient du champ magnétique à l'extérieur du fil, dans la direction axiale au fil. En dérivant le champ magnétique donné par l'équation (C.19) par  $z$ , on obtient

$$\frac{\partial H_z(z)}{\partial z} = \frac{M_s}{2} \left( \frac{[a^2 + (z + L/2)^2] - (z + L/2)^2}{[a^2 + (z + L/2)^2]^{3/2}} - \frac{[a^2 + (z - L/2)^2] - (z - L/2)^2}{[a^2 + (z - L/2)^2]^{3/2}} \right). \quad (\text{C.20})$$

L'équation (C.20) est tracée à la figure C.4. Nous traçons le gradient du champ magnétique normalisé  $(\partial H_z(z)/\partial z)(L/M_s)$ , en fonction de la position normalisée  $z/L$ . Le gradient du champ magnétique est maximal près de la surface du fil, et décroît de manière monotone avec  $z$ . Pour une aimantation de  $1.2 \times 10^6$  A m<sup>-1</sup> (typique des nanofils de CoFeB à l'étude ici), un diamètre de 40 nm et une longueur de fil de 1  $\mu\text{m}$ , nous obtenons un gradient de l'ordre de  $3 \times 10^7$  T m<sup>-1</sup> près de l'extrémité d'un fil.

### Facteur de désaimantation d'un réseau infini de fils

Pour un FMNWA d'étendue infinie dans le plan transverse aux fils, les composantes hors-diagonales s'annulent, dû à la symétrie du réseau, ce qui donne, à partir de l'équation (C.7),

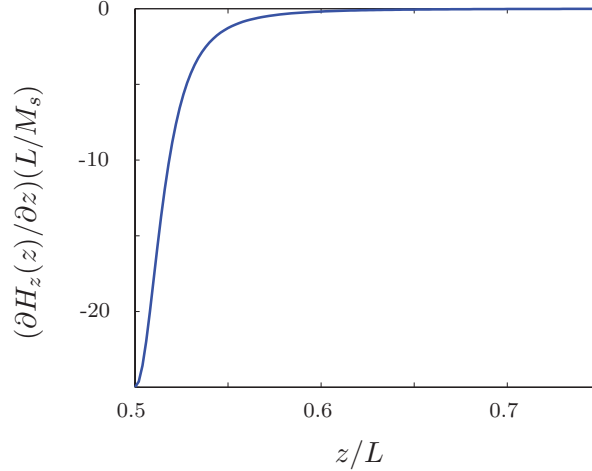


Figure C.4 Composante axiale du gradient du champ magnétique normalisé,  $(\partial H_z(z)/\partial z)(L/M_s)$ , d'un cylindre uniformément aimanté, en fonction de la position normalisée  $z/L$ , au-dessus du cylindre. Ici,  $z/L = 0.5$  correspond à l'extrémité du cylindre et  $z/L > 0.5$  correspond à la région au-dessus du cylindre. Nous avons utilisé les paramètres suivant pour le calcul :  $a = 20$  nm et  $L = 1$   $\mu\text{m}$ .

$$\overleftrightarrow{N}_{\text{int}}(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} N_{\text{int},xx}(\mathbf{r}) & 0 & 0 \\ 0 & N_{\text{int},xx}(\mathbf{r}) & 0 \\ 0 & 0 & N_{\text{int},zz}(\mathbf{r}) \end{pmatrix}, \quad (\text{C.21})$$

avec  $2N_{\text{int},xx}(\mathbf{r}) + N_{\text{int},zz}(\mathbf{r}) = 0$ , puisque la trace du tenseur est nulle [voir équation (C.6) plus haut]. L'équation (C.21) donne le tenseur de désaimantation du réseau infini de fils. Le champ dipolaire inter-fils en un point  $\mathbf{r}$  du réseau est donné alors par

$$\mathbf{H}_{\text{int}}(\mathbf{r}) = -\overleftrightarrow{N}_{\text{int}}(\mathbf{r})\mathbf{M}, \quad (\text{C.22})$$

où  $\mathbf{M}$  est l'aimantation moyenne des fils uniformément aimantés. En général, on s'intéresse à la moyenne du champ dipolaire inter-fils agissant sur chaque fil du réseau. En conséquence, on trouve la moyenne des composantes de  $\overleftrightarrow{N}_{\text{int}}(\mathbf{r})$ . Comme  $N_{\text{int},xx}(\mathbf{r}) = -N_{\text{int},zz}(\mathbf{r})/2$ , nous n'avons qu'à trouver la moyenne de  $N_{\text{int},zz}(\mathbf{r})$  afin de trouver  $N_{\text{int},xx}(\mathbf{r})$ . La moyenne de  $N_{\text{int},zz}(\mathbf{r})$  est donnée par

$$N_{\text{int},zz} = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} N_{\text{int},zz}(\mathbf{r}) dz = \frac{a^2}{2L} \sum_{x_j, y_j} \left( \frac{1}{\rho_j} - \frac{1}{\sqrt{\rho_j^2 + L^2}} \right), \quad (\text{C.23})$$

où  $L$  est la longueur des fils,  $a$  est le rayon des fils et  $\rho_j = \sqrt{(x - x_j)^2 + (y - y_j)^2}$ . Comme le

réseau a été supposé infiniment large, le champ sur chaque fil est identique. Nous avons donc évalué  $N_{\text{int},zz}(\mathbf{r})$  en  $x = y = 0$  dans l'équation (C.23). Le champ dipolaire inter-fils moyen devient

$$\mathbf{H}_{\text{int}} = -\overleftrightarrow{N}_{\text{int}} \mathbf{M}, \quad (\text{C.24})$$

avec

$$\overleftrightarrow{N}_{\text{int}} = \begin{pmatrix} N_{\text{int},xx} & 0 & 0 \\ 0 & N_{\text{int},xx} & 0 \\ 0 & 0 & N_{\text{int},zz} \end{pmatrix}, \quad (\text{C.25})$$

et  $N_{\text{int},xx} = -N_{\text{int},zz}/2$ .

### Rotation du système de coordonnées

Le tenseur de désaimantation écrit à l'équation (C.25) est valide lorsque le système de coordonnées cartésiennes coïncide avec les axes principaux du cylindre. Si on désire évaluer le tenseur de désaimantation dans un système d'axes tourné d'un angle  $\theta$  par rapport à un des axes du cylindre, l'équation (C.25) doit être modifiée. Supposons que le système de coordonnées  $x'y'z'$  coïncide avec les axes principaux du cylindre (l'axe  $z'$  est dans la direction axiale). Dans le système de coordonnées  $x'y'z'$  le tenseur de désaimantation s'écrit

$$\overleftrightarrow{N}_{x'y'z'} = \begin{pmatrix} N_{x'x'} & 0 & 0 \\ 0 & N_{y'y'} & 0 \\ 0 & 0 & N_{z'z'} \end{pmatrix}. \quad (\text{C.26})$$

Nous voulons évaluer  $\overleftrightarrow{N}_{xyz}$ , dans le système  $xyz$ , tourné d'un angle  $\theta$  autour de l'axe  $y'$ . Dans ce cas,  $\hat{\mathbf{x}} = \cos \theta \hat{\mathbf{x}}' - \sin \theta \hat{\mathbf{z}}'$  et  $\hat{\mathbf{z}} = \sin \theta \hat{\mathbf{x}}' + \cos \theta \hat{\mathbf{z}}'$ . Sous forme compacte, nous avons

$$\begin{pmatrix} \hat{\mathbf{x}} \\ \hat{\mathbf{z}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{\mathbf{x}}' \\ \hat{\mathbf{z}}' \end{pmatrix}, \quad (\text{C.27})$$

ou inversement

$$\begin{pmatrix} \hat{\mathbf{x}}' \\ \hat{\mathbf{z}}' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{\mathbf{x}} \\ \hat{\mathbf{z}} \end{pmatrix}. \quad (\text{C.28})$$

Dans le système  $xyz$ , l'aimantation s'écrit  $\mathbf{M}_{xyz} = M_x \hat{\mathbf{x}} + M_y \hat{\mathbf{y}} + M_z \hat{\mathbf{z}}$ . Dans le système  $x'y'z'$ , l'aimantation devient  $\mathbf{M}_{x'y'z'} = (M_x \cos \theta + M_z \sin \theta) \hat{\mathbf{x}}' + M_y \hat{\mathbf{y}}' + (-M_x \sin \theta + M_z \cos \theta) \hat{\mathbf{z}}'$ . Ainsi, nous avons

$$\begin{aligned}
\overleftrightarrow{N}_{x'y'z'} \mathbf{M}_{x'y'z'} &= \begin{pmatrix} N_{x'x'} & 0 & 0 \\ 0 & N_{y'y'} & 0 \\ 0 & 0 & N_{z'z'} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_x \cos \theta + M_z \sin \theta \\ M_y \\ -M_x \sin \theta + M_z \cos \theta \end{pmatrix}, \\
&= \begin{pmatrix} N_{x'x'} (M_x \cos \theta + M_z \sin \theta) \\ N_{y'y'} M_y \\ N_{z'z'} (-M_x \sin \theta + M_z \cos \theta) \end{pmatrix}.
\end{aligned} \tag{C.29}$$

En exprimant  $x'$  et  $z'$  en fonction de  $x$  et  $z$  à l'aide de l'équation (C.28), l'équation (C.29) devient, dans le système  $xyz$ ,

$$\overleftrightarrow{N}_{xyz} \mathbf{M}_{xyz} = \begin{pmatrix} N_{xx} & 0 & N_{xz} \\ 0 & N_{yy} & 0 \\ N_{xz} & 0 & N_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix}, \tag{C.30}$$

où  $N_{xx} = N_{x'x'} \cos^2 \theta + N_{z'z'} \sin^2 \theta$ ,  $N_{xz} = (N_{x'x'} - N_{z'z'}) \sin \theta \cos \theta$  and  $N_{zz} = N_{x'x'} \sin^2 \theta + N_{z'z'} \cos^2 \theta$ . Par conséquent, le facteur de désaimantation s'écrit, dans le système  $xyz$ , tourné d'un angle  $\theta$  par rapport à  $y'$ ,

$$\overleftrightarrow{N}_{xyz} = \begin{pmatrix} N_{xx} & 0 & N_{xz} \\ 0 & N_{yy} & 0 \\ N_{xz} & 0 & N_{zz} \end{pmatrix}. \tag{C.31}$$

De manière similaire, une rotation autour de l'axe  $x'$  donne un tenseur de désaimantation de la forme

$$\overleftrightarrow{N}_{xyz} = \begin{pmatrix} N_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & N_{yy} & N_{yz} \\ 0 & N_{yz} & N_{zz} \end{pmatrix}, \tag{C.32}$$

où  $N_{xx} = N_{x'x'}$ ,  $N_{yy} = N_{y'y'} \cos^2 \theta + N_{z'z'} \sin^2 \theta$ ,  $N_{yz} = (N_{y'y'} - N_{z'z'}) \sin \theta \cos \theta$  and  $N_{zz} = N_{y'y'} \sin^2 \theta + N_{z'z'} \cos^2 \theta$ .

## ANNEXE D

### Influence de la géométrie sur les processus d'aimantation

Lorsque le diamètre des fils est progressivement réduit, il existe un diamètre critique en-dessous duquel le comportement magnétique des fils diffère par rapport au comportement du matériau massif. Lorsque le diamètre des fils est comparable ou inférieur à une certaine grandeur physique, nommée longueur d'échange, il y a un changement notable du comportement magnétique des fils. La longueur d'échange est généralement définie comme [46]

$$\ell_{\text{exc}} = \sqrt{\frac{2A}{\mu_0 M_s^2}}, \quad (\text{D.1})$$

où  $A$  [ $\text{J m}^{-1}$ ] est la constante d'échange,  $M_s$  [ $\text{A m}^{-1}$ ] est l'aimantation à saturation et  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H m}^{-1}$  est la perméabilité du vide. La longueur d'échange est parfois définie autrement dans la littérature (par exemple,  $\ell_{\text{exc}} = \sqrt{A}/M_s$  en unité CGS dans [146]). La longueur d'échange représente une unité de compétition entre l'interaction d'échange, responsable de l'ordre ferromagnétique, et de l'interaction dipolaire entre les spins du matériau magnétique.

À partir de la minimisation de l'énergie magnétique, Frei *et al.* [68] ont dérivé une expression permettant de calculer le diamètre critique en-dessous duquel un ellipsoïde de révolution est monodomaine. Pour un ellipsoïde de révolution monodomaine, trois modes de renversement de l'aimantation sont montrés à la figure D.1 : la rotation cohérente [figure D.1(a)], le curling [figure D.1(b)] et le buckling [figure D.1(c)]. Selon Aharoni, la rotation cohérente et le curling sont énergétiquement favorables par rapport au buckling [4]. Une expression permettant de calculer le diamètre au-dessus duquel l'aimantation d'un ellipsoïde s'inverse par curling et en-dessous duquel l'aimantation d'un ellipsoïde s'inverse de manière cohérente a été dérivée par Aharoni [2, 4].

Hertel, puis Hertel et Kirschner ont effectué des simulations micromagnétiques afin de déterminer les processus de renversement de nanofils ferromagnétiques de Ni [81, 82]. Pour des nanofils de Ni de 40 nm de diamètre, ces derniers ont obtenu un mécanisme de renversement dit de nucléation-propagation (également appelé effet domino [131]), où une paroi de domaine est créée à l'extrémité du fil et se propage le long de l'axe du fil [figure D.2(a)]. Pour des nanofils de Ni de 60 nm de diamètre, Hertel et Kirschner ont obtenu un mécanisme de renversement de l'aimantation de type vortex localisé-propagation, où un vortex créé à l'extrémité du fil se propage le long de l'axe du fil [figure D.2(b)].

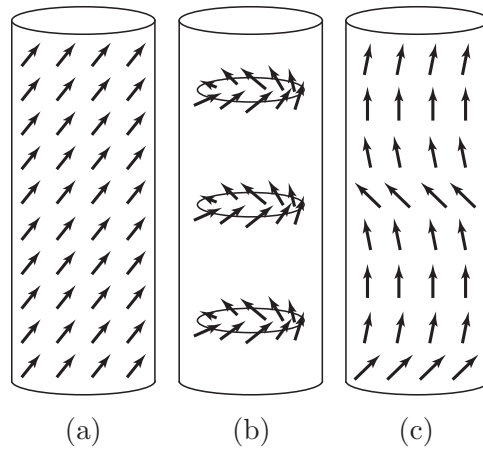


Figure D.1 Représentation schématique des processus d'aimantation d'un ellipsoïde de révolution. (a) Rotation cohérente (tous les spins sont cohérents entre eux). (b) Curling. (c) Buckling.

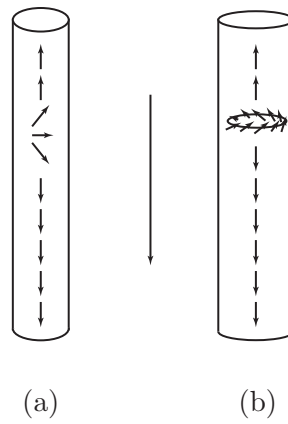


Figure D.2 Représentation schématique d'un processus de renversement (a) par nucléation-propagation et (b) par vortex localisé-propagation. La flèche indique la direction de propagation du site de nucléation.



Considérons un cylindre allongé, de diamètre  $2a$  et de longueur  $L \gg 2a$ . Si le rayon du fil est très grand, l'aimantation peut tourner dans le plan transverse aux fils afin de réduire l'énergie dipolaire, sans toutefois augmenter l'énergie d'échange de manière significative (figure D.3). Si le diamètre du fil est progressivement réduit jusqu'à une valeur critique  $2a_{\text{md}}$ , une diminution de l'énergie dipolaire par la rotation des spins cause une augmentation trop importante de l'énergie d'échange. Le fil est alors monodomaine. Le rayon critique  $a_{\text{md}}$  [m] en-dessous duquel un ellipsoïde prolate devient monodomaine s'écrit [68]

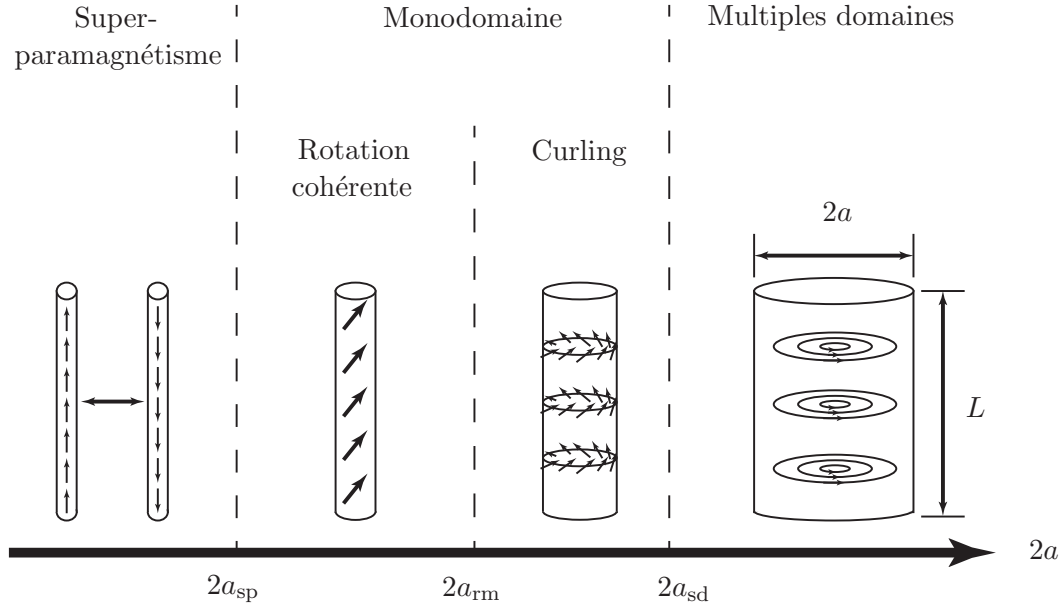


Figure D.3 Processus d'aimantation d'un cylindre en fonction de son diamètre. Les lignes tiretées indiquent une transition entre deux processus d'aimantation, ainsi que le diamètre correspondant à cette transition.

$$a_{\text{md}} = \sqrt{\frac{6A}{N_{zz}\mu_0 M_s^2} \ln\left(\frac{2a_{\text{md}}}{a_{\text{lat}}} - 1\right)} = \sqrt{\frac{3}{N_{zz}} \ln\left(\frac{2a_{\text{md}}}{a_{\text{lat}}} - 1\right)} \ell_{\text{exc}}, \quad (\text{D.2})$$

où  $\ell_{\text{exc}}$  est la longueur d'échange, donnée par l'équation (D.1),  $A$  [J m<sup>-1</sup>] est la constante d'échange,  $M_s$  [A m<sup>-1</sup>] est l'aimantation à saturation,  $a_{\text{lat}}$  [m] est le paramètre de maille (distance inter-atomique),  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$  H m<sup>-1</sup> est la perméabilité du vide et  $N_{zz}$  est le facteur de désaimantation selon le grand axe de l'ellipsoïde, donné par l'équation (C.1). Puisque  $a_{\text{md}}$  apparaît de part et d'autre de l'équation (D.2) et que  $N_{zz}$  est fonction de  $a_{\text{md}}$ , l'équation (D.2) est une fonction implicite en  $a_{\text{md}}$ . Elle peut être résolue numériquement pour trouver  $a_{\text{md}}$ .

Les valeurs pour  $A$ ,  $M_s$ ,  $a_{\text{lat}}$ , ainsi que la température de Curie  $T_c$  [K] et les constantes

d'anisotropie  $K_1$  et  $K_2$  pour quelques alliages sont présentés au tableau D.1. Pour le Ni et le CoFeB, l'aimantation à saturation extraite expérimentalement est de 460 et 1350 kA m<sup>-1</sup>. Cependant, la constante d'échange  $A$  et le paramètre de maille  $a_{\text{lat}}$  n'ont pas été déterminés expérimentalement pour le Ni et le CoFeB. En première approximation, la constante de maille et la constante d'échange du Ni seront prises égales à celle du Ni massif (tableau D.1). Dans le cas du CoFeB, nous prendrons une moyenne pondérée de la constante de maille et de la constante d'échange du Co et du Fe présentés au tableau D.1.

Tableau D.1 Propriétés magnétiques de différents métaux. Les valeurs pour la constante d'échange  $A$ , l'aimantation à saturation  $M_s$ , et la température de Curie  $T_c$  sont extraites de [46]. Les valeurs de la constante de maille  $a_{\text{lat}}$  sont extraites de [171]. Les constantes d'anisotropie  $K_1$  et  $K_2$  sont extraites de [46] et [131].

Matériau	$A$ (pJ m <sup>-1</sup> )	$M_s$ (kA m <sup>-1</sup> )	$a_{\text{lat}}$ (nm)	$T_c$ (K)	$K_1$ (kJ m <sup>-3</sup> )	$K_2$ (kJ m <sup>-3</sup> )
Ni	8	485	0.2942	628	-5	-2
Fe	22	1711	0.2482	1044	48	-10
Co	31	1448	0.2507	1360	410	150
Ni <sub>80</sub> Fe <sub>20</sub>	7	828	-	843	-0.3	-

La figure D.4 présente le diamètre critique  $2a_{\text{md}}$  en fonction de la longueur  $L$  d'un ellipsoïde prolate, calculé pour le Ni et le CoFeB. Il est possible de constater à la figure D.4 que le diamètre critique varie de 200 nm pour des longueurs de fil de 1 micron à plus de 1 micron pour des fils de plus de 50 microns. Ceci suggère que des nanofils individuels de 20, 40 et 170 nm de diamètre de plus de 1 micron de longueur sont monodomaines.

Dans le cas de réseaux de nanofils aimantés axialement, l'interaction dipolaire interfils agit de manière contraire à l'aimantation, ce qui a pour effet d'augmenter le facteur de désaimantation effectif axial (voir section 3.3). Si l'on ajoute l'interaction dipolaire interfils *a posteriori* à l'effet de forme via le facteur de désaimantation  $N_{zz}$ , le diamètre critique devient, pour une porosité de surface de 17%, 165 nm et 100 nm pour le Ni et le CoFeB, respectivement. En ajoutant l'interaction dipolaire inter-fils, nos calculs suggèrent que les nanofils de 170 nm de diamètre pourraient ne plus être monodomaines, alors que les nanofils de 20 et 40 nm seraient monodomaines.

Dans le cas où le rayon des fils est inférieur au rayon critique  $a_{\text{md}}$ , le fil est monodomaine et l'aimantation peut notamment s'inverser par un processus de *curling* (figure D.3, centre-droite), ou de manière cohérente (figure D.3, centre-gauche). Selon Hertel et Kirschner [82], l'aimantation des fils pourrait aussi s'inverser par un processus de nucléation-propagation [figure D.2 (a)] ou vortex localisé-propagation [figure D.2 (b)], selon le diamètre des fils. Une discussion détaillée des processus d'aimantation va au-delà de cette thèse. Nous renvoyons le

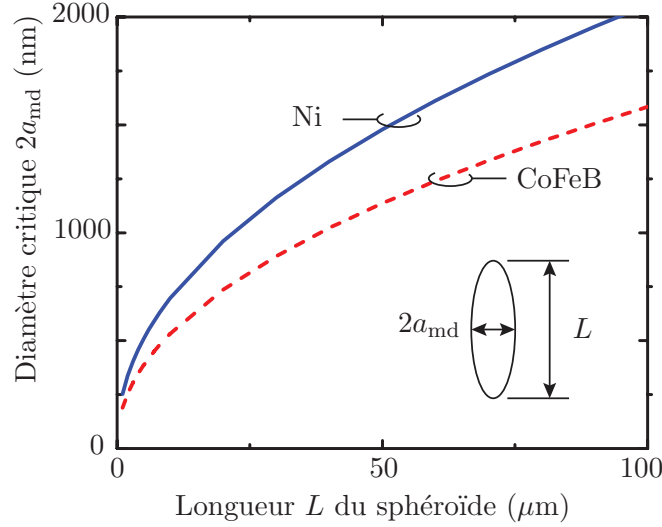


Figure D.4 Diamètre critique  $2a_{\text{md}}$  en-dessous duquel un sphéroïde prolata devient mono-domaine, en fonction de la longueur  $L$  du grand axe du sphéroïde. Le diamètre est calculé pour le Ni (ligne pleine) et le CoFeB (ligne pointillée), en utilisant les valeurs présentées au tableau D.1.

lecteur à la référence [32] ainsi qu'aux références citées pour obtenir plus de détails sur les processus de renversement de l'aimantation.

Si le diamètre des fils est réduit à un point tel que l'énergie magnétique devienne comparable à l'énergie thermique, l'aimantation peut alors franchir la barrière énergétique et s'inverser. Le fil est alors en régime superparamagnétique (figure D.3, gauche). Si on suppose que l'énergie dipolaire  $U_{\text{dip}}$ , donnée par l'équation (3.9), domine les autres types d'énergie, alors la probabilité par unité de temps  $\tau^{-1}$  [s<sup>-1</sup>] que prend l'aimantation pour franchir la barrière énergétique imposée par l'énergie dipolaire est régit par un processus activé thermiquement, et suit alors une loi d'Arrhénius de type [131]

$$\tau^{-1} = \tau_0^{-1} e^{-U_{\text{dip}}/k_B T}, \quad (\text{D.3})$$

où  $\tau_0^{-1}$  [s<sup>-1</sup>] est la fréquence d'essai pour franchir la barrière,  $k_B T$  l'énergie thermique,  $k_B = 1.381 \times 10^{-23}$  J K<sup>-1</sup> la constante de Boltzmann et  $T$  [K] la température. Si l'on considère un cylindre de volume  $V = \pi a^2 L$  aimanté axialement à champ externe statique nul, et d'énergie dipolaire  $U_{\text{dip}} = \mu_0 M_s^2 N_{zz} V / 2$ , le rayon critique  $a_{\text{sp}}$  [m] en-dessous duquel le cylindre devient superparamagnétique s'écrit

$$a_{\text{sp}} = \sqrt{\frac{2k_B T}{\pi L \mu_0 M_s^2 N_{zz}} \ln \left( \frac{\tau}{\tau_0} \right)}. \quad (\text{D.4})$$

Si la fréquence d'essai  $\tau_0^{-1}$  est supposée égale à la fréquence de résonance ferromagnétique d'un cylindre à champ externe statique nul, elle s'écrit (voir chapitre 4)

$$\tau_0^{-1} \simeq \omega/2\pi = \mu_0 \gamma M_s (1 - 3N_{zz}) / 4\pi, \quad (\text{D.5})$$

où  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ ,  $\gamma = g\mu_B/\hbar$  [rad T<sup>-1</sup>] est le rapport gyromagnétique,  $g$  est le facteur de Landé, pris ici égal à 2.2,  $\mu_B = 9.274 \times 10^{-24}$  J T<sup>-1</sup> est le magnéton de Bohr et  $\hbar = 1.05457 \times 10^{-34}$  J s est la constante de Planck réduite.

Puisque  $N_{zz}$  dépend aussi du diamètre du cylindre, l'équation (D.4) est une fonction implicite du diamètre, et peut être résolue numériquement pour trouver  $a_{\text{sp}}$ . La figure D.5 montre le diamètre  $2a_{\text{sp}}$  en fonction de la longueur  $L$  du cylindre lorsque l'équation (D.4) est résolue numériquement, en supposant une probabilité de transition d'une fois à chaque 10 années ( $\tau = 10$  années).

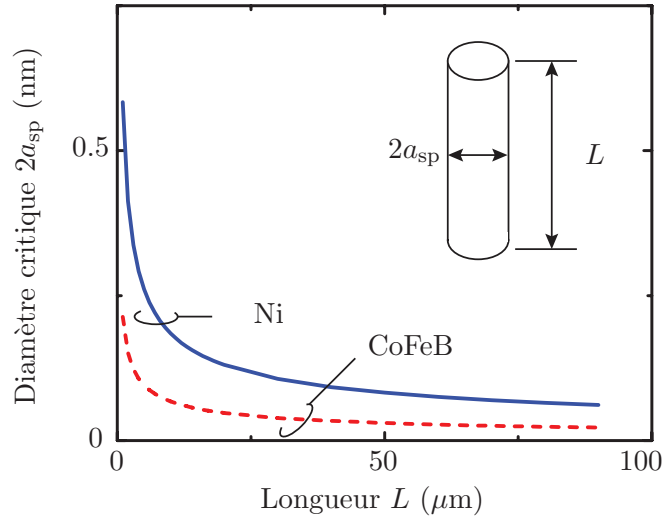


Figure D.5 Diamètre critique en-dessous duquel un cylindre devient superparamagnétique, en fonction de la longueur  $L$  du cylindre. Le diamètre est calculé pour le Ni (ligne pleine) et le CoFeB (ligne pointillée), en utilisant les valeurs présentées au tableau D.1.

Il est possible de voir que le diamètre  $2a_{\text{sp}}$  en-dessous duquel le cylindre devient superparamagnétique est inférieur à 1 nm. Puisque le diamètre moyen des fils considérés dans cette thèse est de 20, 40 ou 170 nm, l'aimantation des fils est stable face aux fluctuations thermiques. Si l'on ajoute l'interaction dipolaire interfils *a posteriori* via le facteur de désaimantation  $N_{zz}$ , l'anisotropie dipolaire est réduite et le diamètre critique  $2a_{\text{sp}}$  augmente légèrement. Cependant, même pour les réseaux de fils dont la porosité est la plus élevée, le diamètre critique demeure comparable à 1 nm.

## ANNEXE E

### Confrontation du modèle aux autres modèles de la littérature

La présente section vise à comparer le modèle d'interactions dipolaires présenté à la section 3.3 aux différents modèles d'interactions dipolaires de la littérature.

Ishii and Sato [87] et ensuite Samwel *et al.* [150] ont calculé l'énergie magnétique des FMNWAs, en traitant les fils comme des dipôles allongés. Ils ont ensuite obtenu un facteur de champ interne nommé  $\gamma$ . Ce facteur de champ interne correspond ici au facteur de désaimantation inter-fils  $N_{\text{int},zz}$ . En effet, si, pour un système constitué de deux cylindres, on multiplie l'équation (3.25) par  $M_s$ , on obtient un résultat identique à celui dérivé par Ishii and Sato (voir équation (3) de [87]).

Masuda *et al.* ont dérivé une expression permettant d'évaluer la constante d'anisotropie d'un ensemble de cylindres magnétiques dans une matrice non-magnétique [121]. Leur équation est obtenue en intégrant la fonction de forme de l'aimantation dans l'espace de Fourier, en obtenant le champ magnétique à l'aide du fait que la divergence de l'induction magnétique est nulle, et en intégrant le carré du champ magnétique pour obtenir l'énergie magnétique. La figure E.1 montre le champ effectif normalisé  $H_{\text{eff}}/M_s$  en fonction du diamètre normalisé des fils  $2a/D$ , calculé avec l'équation (3.48) (avec  $H_K = 0$ ) (courbe pleine) et l'équation (2) de Masuda *et al.* ( $K/2\pi M_s^2$ ), pour un réseau hexagonal de  $1 \times 10^6$  fils (courbe tiretée).

La figure E.1 montre un désaccord important entre les deux modèles. Cependant, lorsque l'équation (2) de [121] est divisée par la porosité de surface, un excellent accord est obtenu entre les deux modèles (courbe pointillée de la figure E.1). La raison est que l'équation (2) de Masuda *et al.* donne la constante d'anisotropie du système total, incluant les fils et la matrice, alors que l'équation (3.48) donne l'anisotropie magnétique des fils. Puisque la matrice diélectrique ne contribue essentiellement pas à la réponse magnétique totale, l'anisotropie magnétique est réduite d'un facteur proportionnel à  $P$  pour obtenir l'anisotropie magnétique totale. Regardons maintenant les courbes montrées à la figure E.1(a) pour les fils magnétiques. Lorsque la porosité de surface est faible ( $2a/D \rightarrow 0$ ), l'interaction dipolaire inter-fils est faible, et l'anisotropie magnétique tend vers celle des fils individuels, avec  $H_{\text{eff}} \rightarrow M_s/2$ . À la limite où les fils sont en contact les uns avec les autres ( $2a/D \rightarrow 1$ ), l'anisotropie magnétique tend vers celle d'une couche mince magnétique, avec  $H_{\text{eff}} \rightarrow -M_s$ . Le champ effectif n'est pas rigoureusement égal à  $-M_s$  lorsque les fils sont en contact les uns avec les autres, car un espace vacant existe toujours entre les fils. C'est également pour des valeurs de porosité telles

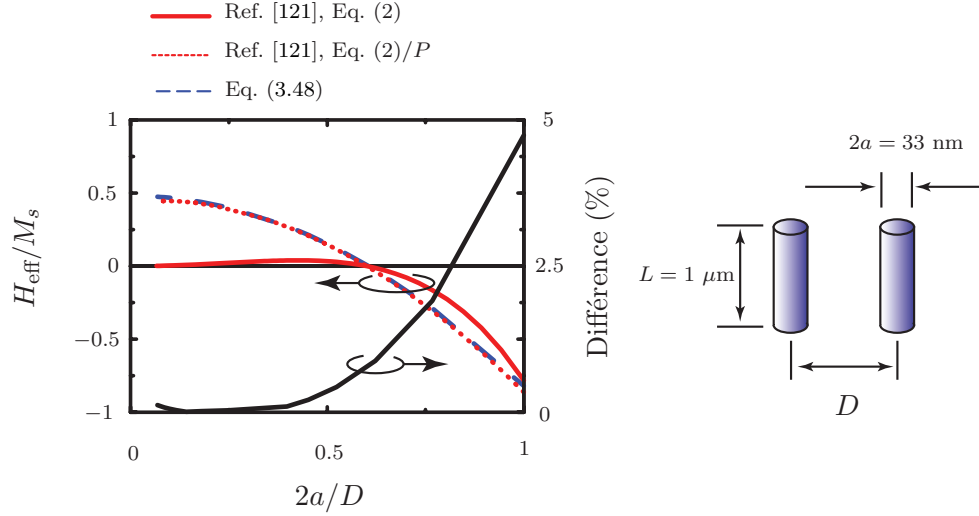


Figure E.1 Comparaison entre notre modèle et le modèle de Masuda *et al.* [121]. Le champ effectif normalisé  $H_{\text{eff}}/M_s$  est tracé en fonction du diamètre normalisé des fils  $2a/D$ , à l'aide de l'équation (3.48), avec  $H_K = 0$  (courbe tiretée), et de l'équation (2) de la référence [121], pour un réseau hexagonal de  $1 \times 10^6$  fils (courbe pleine). La courbe pointillée correspond à l'équation (2) de [121] divisée par la porosité de surface. L'axe de droite montre la différence en pourcentage entre notre modèle (courbe tiretée) et celui de Masuda *et al.* (courbe tiretée).

que  $H_{\text{eff}} \rightarrow -M_s$ , ou  $2a/D \rightarrow 1$ , que la différence entre notre modèle et celui de Masuda *et al.* est la plus grande. Cette différence est légèrement inférieure à 5%. Pour expliquer cette différence, il convient de rappeler que chaque nanofil a été traité comme une chaîne linéaire de dipôles, en forme de disque infiniment mince, et dont le moment magnétique est situé au centre du disque. Lorsque la porosité est telle que les fils sont presque en contact les uns avec les autres ( $2a/D \rightarrow 1$ ), la contribution des dipôles d'un nanofil donné situés près des nanofils voisins est supérieure à la contribution des dipôles situés au centre du nanofil donné. Par conséquent, l'hypothèse de départ qui consiste à traiter les nanofils comme une chaîne de dipôles en forme de disque infiniment mince est de moins en moins respectée.

Une approche de type champ moyen a été développée par Netzelmann [127], puis généralisée par Dubowik [56]. Dubowik a exprimé la constante d'anisotropie d'un réseau de cylindres en fonction de la constante d'anisotropie d'un cylindre et d'une couche mince, pondérés par leur fraction relative. L'expression simple dérivée par Dubowik reproduit les résultats de Masuda *et al.*

Beleggia et De Graef ont établi un formalisme permettant de calculer les facteurs de désaimantation de particules de forme arbitraire, à l'aide d'une approche dans l'espace de Fourier [12]. Ensuite, Beleggia *et al.* ont dérivé une expression permettant de calculer l'énergie magnétique dipolaire d'un système de deux nanofils (équation (58) de [13]). La figure E.2

montre l'énergie magnétique dipolaire inter-fils normalisée,  $U_{\text{int}}/\mu_0 M_s^2$ , en fonction du rapport de forme  $L/2a$ , d'un système composé de deux fils aimantés axialement. L'énergie magnétique pour deux fils aimantés axialement, donnée par l'équation (3.36), avec  $\mathbf{M}_1 = M_s \hat{\mathbf{z}}$ ,  $f_1 = 1$ ,  $f_2 = 0$  et  $N_{\text{int},zz}$  donné par l'équation (3.25), est comparée à l'équation (58) de [13]. L'évaluation de la courbe est faite pour  $L > D$ , car nous avons observé une divergence dans le modèle de Beleggia *et al.* pour  $L < D$ . Cette divergence n'est cependant pas rapportée par Beleggia *et al.* Un bon accord est obtenu entre les deux modèles pour les gammes de paramètres géométriques étudiés. Il est possible de constater que le désaccord est le plus grand (de l'ordre de 3%) lorsque  $L \rightarrow 2a$  et  $L \rightarrow 2D$ . Ces paramètres géométriques de fils correspondent à la région de transition de la figure C.1(b), où le champ dipolaire est le moins uniforme à l'intérieur des fils. Dans le cas où  $L \gg 2a$  et  $L \gg 2D$ , on constate une différence inférieure à 1% entre notre modèle et celui dérivé par Beleggia *et al.*

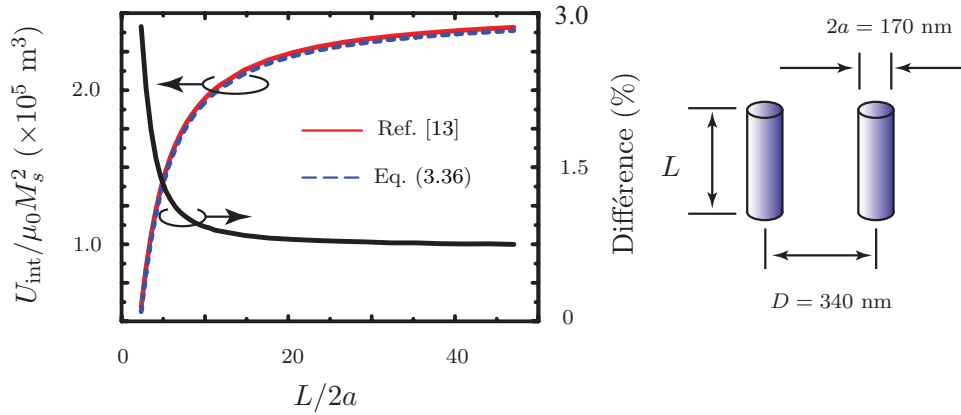


Figure E.2 Comparaison entre notre modèle et celui de Beleggia *et al.* [13]. L'énergie dipolaire inter-fils normalisée  $U_{\text{int}}/\mu_0 M_s^2$ , de deux fils aimantés axialement, est tracée en fonction du facteur de forme  $L/2a$  à l'aide de l'équation (3.36) et de l'équation (58) de [13]. L'échelle de droite correspond à la différence en pourcentage entre notre modèle et celui de Beleggia *et al.*

Tartakovskaya *et al.* ont calculé les composantes du tenseur de désaimantation inter-fils en intégrant le potentiel magnétique sur le volume du fil [173]. Pour un réseau hexagonal de fils de  $2.5 \mu\text{m}$  de longueur et espacés en moyenne de  $65 \text{ nm}$ , ils ont obtenu un facteur de désaimantation normalisé  $N_{zz}/P$  égal à  $0.969$ ,  $0.951$  and  $0.920$  pour des diamètres de  $25$ ,  $35$  and  $45 \text{ nm}$ , respectivement (voir tableau 1 de [173], où  $I_{xx} = 2N_{xx}$  ici). Le modèle présenté ici prédit une valeur de  $N_{zz}/P = 0.975$  en utilisant l'équation (3.27). Ceci représente une différence de  $0.6$ ,  $2.5$  et  $6.0\%$  par rapport aux valeurs rapportées par Tartakovskaya *et al.*. La différence la plus grande entre notre modèle et celui de Tartakovskaya *et al.* survient pour des valeurs de porosité les plus grandes ( $P = 43\%$ ). Il convient de mentionner que, au contraire

de ce qui a été mentionné par Tartakovskaya *et al.*, nous n'avons pas traité les nanofils comme des dipôles allongés dans notre modèle précédent, rapporté dans [31]. Tout comme le modèle présenté ici, les nanofils ont été divisés en une chaîne linéaire de dipôles.

Un calcul micromagnétique similaire à celui de Clime *et al.* [43] a été effectué à l'aide d'un réseau carré de  $6 \times 10^4$  nanofils aimantés axialement. Chaque nanofil a été divisé en une chaîne linéaire de dipôles en forme de disque de 1 nm d'épaisseur. Ensuite, la composante axiale du champ magnétique dipolaire inter-fils a été calculée à l'aide du premier terme de l'équation (3.4). Pour fins de comparaison, le champ dipolaire inter-fils a été calculé à l'aide de l'équation (C.8a) et (3.21), avec  $x = y = 0$ . La figure E.3 montre la comparaison entre les calculs numériques et notre modèle. Le champ d'interaction dipolaire inter-fils normalisé  $H_{\text{int},z}(z)/M_s$  est tracé en fonction de la position axiale normalisée  $z/L$  ( $z = 0$  est le milieu du fil et  $z/L = 1/2$  est l'extrémité du fil). Une différence de l'ordre de 1 à 1.5% est obtenue entre les deux modèles (courbe non montrée).

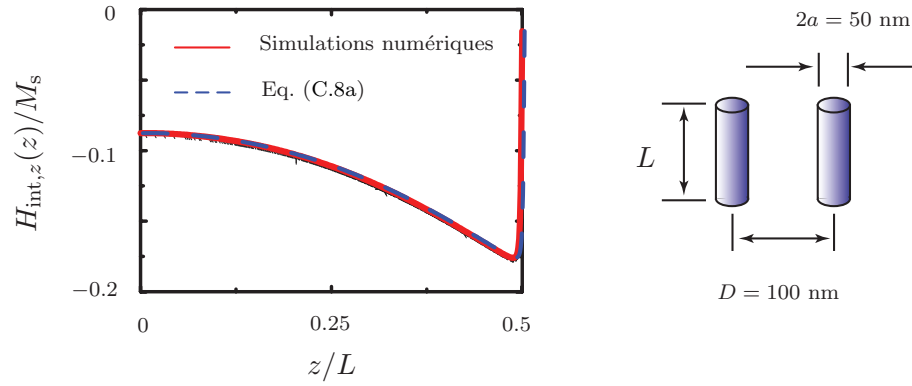


Figure E.3 Comparaison entre notre modèle et les simulations numériques similaires à celles de Clime *et al.* [43]. Le champ dipolaire inter-fils axial normalisé,  $H_{\text{int},z}(z)/M_s$ , est calculé en fonction de la position axiale normalisée  $z/L$  pour un réseau carré de  $6 \times 10^4$  nanofils divisés en une chaîne linéaire de dipôles de 1 nm d'épaisseur (courbe pleine). L'équation (C.8a) est aussi tracé (courbe tiretée), avec  $x = y = 0$ .

Ensuite, Clime *et al.* ont calculé le champ d'interaction dipolaire d'un réseau infini de nanofils en divisant le réseau de nanofils en une région discrète de fils et une région continue de fils et en sommant les deux contributions [43]. Clime *et al.* ont ensuite paramétrisé le champ d'interaction dipolaire et ont proposé une formule permettant de reproduire le résultat des simulations numériques (voir équation (1) de [42]). La figure E.4 montre la comparaison entre le champ d'interaction dipolaire inter-fils axial moyen normalisé,  $H_{\text{int},z}/M_s P$ , calculé à l'aide de l'équation (3.27) et celui calculé à l'aide de l'équation (1) de [42]), pour un réseau carré de nanofils.



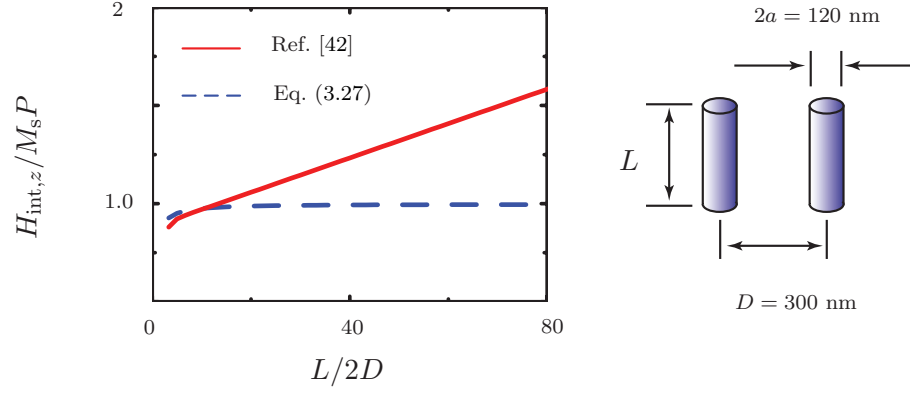


Figure E.4 Comparaison entre notre modèle et l'équation proposée par Clime *et al.* [42]. Le champ dipolaire inter-fils axial moyen normalisé,  $H_{\text{int},z}/M_s P$ , est calculé à l'aide de l'équation (3.27) et de l'équation (1) de [42], pour un réseau carré contenant une infinité de nanofils.

Alors que le modèle proposé ici prédit une saturation du champ d'interaction inter-fils, l'équation (1) de [42] prédit une relation linéaire entre le champ dipolaire et la longueur normalisée des fils. Une hypothèse possible expliquant cette différence provient du fait que la région continue dérivée par Clime *et al.* est linéaire en fonction de la longueur des fils (voir équation (4) de [43]). La figure E.5 reprend les courbes de la figure E.4, où une courbe a été ajoutée (courbe pointillée). Cette courbe correspond à l'équation (3.27), où la contribution continue a été remplacée par la contribution continue de Clime *et al.* (équation (4) de [43]), avec  $m_{\text{max}} = 10^4$ . L'accord n'est évidemment pas parfait, car il dépend aussi de la taille de la région discrète prise pour effectuer les simulations numériques. Cependant, la tendance est similaire pour les deux modèles lorsque la contribution continue de Clime *et al.* est utilisée.

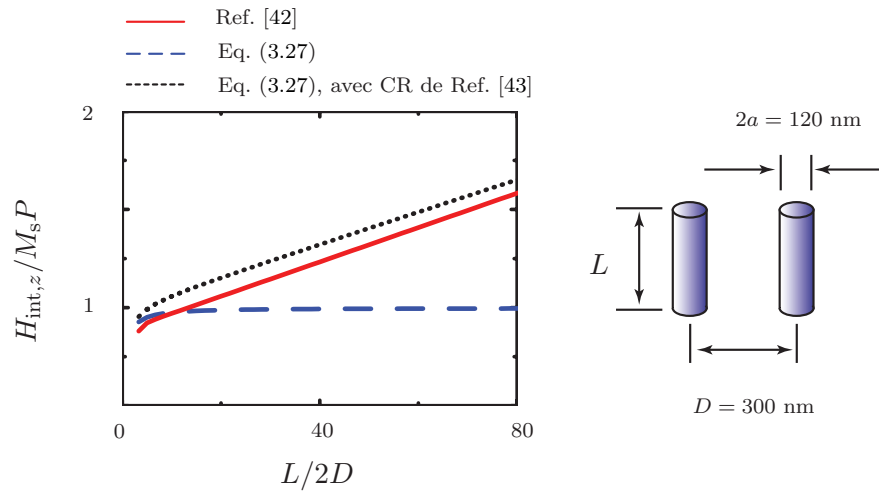


Figure E.5 Comparaison entre notre modèle et l'équation proposée par Clime *et al.* [42]. Les courbes de la figure E.4 ont été reprises (courbe pleine et tiretée), et une courbe a été ajoutée (courbe pointillée). Cette courbe correspond à l'équation (3.27), où la contribution de la région continue (CR) a été remplacée par celle de Clime *et al.* (équation (4) de [43]), avec  $m_{\text{max}} = 10^4$ .

## ANNEXE F

### Simulations numériques de réseaux de nanofils aimantés axialement

Des simulations numériques ont été effectuées pour générer des courbes d'hystérésis de FMNWAs, d'étendue infinie dans la plan transverse aux fils. Le réseau est divisé en une région de diamètre  $2R$ , contenant  $N$  fils placés sur un réseau hexagonal, et une région annulaire traité comme une région effective continue (voir figure F.1). Chaque nanofil est supposé bistable, d'aimantation  $\pm M_s \hat{\mathbf{z}}$  et de coercivité  $H_c$ . Le champ total agissant sur chaque fil est supposé égal à la somme du champ statique externe  $\mathbf{H}_{\text{ext}} = H_{\text{ext}} \hat{\mathbf{z}}$ , du champ dipolaire produit par chaque fil de la région discrète, donné par l'équation (C.8a), évalué au centre des fils, et du champ dipolaire de la région continue, traité comme un champ moyen donné par  $-M_s P(f_1 - f_2) \hat{\mathbf{z}} B$ , où  $P$  est la porosité de surface,  $f_1$  est la fraction de fils d'aimantation  $M_s \hat{\mathbf{z}}$  et  $f_2$  est la fraction de fils d'aimantation  $-M_s \hat{\mathbf{z}}$ , et  $B$  est le dernier terme de l'équation (3.24). Le champ dipolaire de forme est négligé. Le champ total est évalué au centre de chaque fil, là où les interactions dipolaires inter-fils sont les plus importantes.

Pour un champ externe donné, la somme de tous les champs est calculée sur un des fils de la région discrète, choisi au hasard. Si le champ total excède la coercivité (imposée d'avance), l'aimantation du fil change de  $M_s \hat{\mathbf{z}}$  à  $-M_s \hat{\mathbf{z}}$ . Le processus est répété pour chaque fil du réseau, puis les fractions  $f_1$  et  $f_2$  sont enregistrées, ce qui donne un point sur la courbe d'hystérésis. Ces actions sont répétées pour chaque pas de champ statique externe, allant de la saturation positive ( $f_1 = 1$ ) à la saturation négative ( $f_2 = 1$ ), pour obtenir une des branches de la courbe d'hystérésis.

La figure F.1(a) montre la courbe d'hystérésis de la région discrète, lorsque le nombre total de fils varie de 100 à 1600. Lorsque le nombre de fils augmente, la pente de courbe est réduite, due aux interactions dipolaires. Le champ de saturation se trouve ainsi augmenté.

La figure F.1(b) montre la courbe d'hystérésis d'un réseau infini de fils, constitué d'une région discrète et d'une région continue, dans le régime monopolaire ( $L \gg D$  et  $L \gg a$ ). La courbe d'hystérésis prédite par l'équation (3.44) est également tracée à la figure F.1(b), pour fins de comparaison, en utilisant le champ coercitif des fils individuels. Un accord général est obtenu entre les simulations numériques et le modèle.

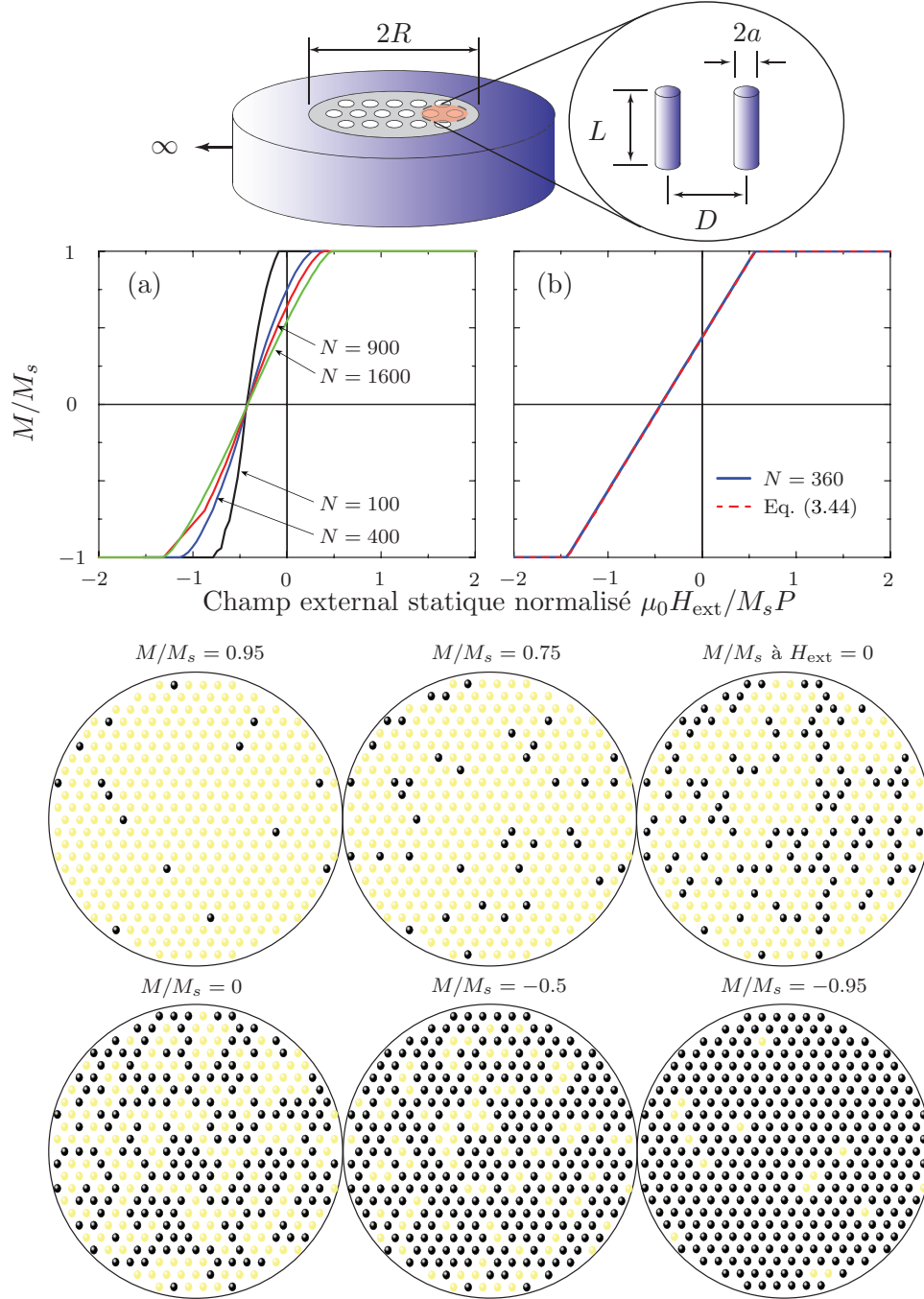


Figure F.1 Simulations numériques de courbes d'hystérésis d'un réseau de nanofils axialement aimantés, divisé en une région discrète de fils et une région continue. (a) Région discrète seulement, en fonction du nombre de fils  $N$ , avec  $L = 1 \mu\text{m}$ . (b) Région discrète et continue (courbe tiretée), avec  $N = 360$ ,  $R/D = 10$  et  $L = 10 \mu\text{m}$ , et l'équation (3.44) (courbe pleine). Les figures du bas montrent l'état d'aimantation des fils de la région discrète pour quelques positions sur la courbe d'hystérésis en (b). Les points clairs et noirs sont les fils d'aimantation  $M_s$  et  $-M_s$ , respectivement. Les paramètres suivants ont été utilisés pour le calcul :  $2a = 40 \text{ nm}$ ,  $D = 110 \text{ nm}$ ,  $\mu_0 H_c = 0.1 \text{ T}$ .

## ANNEXE G

### Équation du mouvement de l'aimantation

#### Fil unique

Il est possible d'extraire un peu plus de physique de l'équation (4.29), décrivant la dépendance angulaire du champ de résonance. Reprenons l'équation (4.29), et effectuons la multiplication terme à terme, en supposant que le champ de résonance est suffisamment important pour que  $\theta_M \simeq \theta_H$ , où  $\theta_M$  est l'angle d'équilibre de l'aimantation et  $\theta_H$  est l'angle entre l'axe des fils et le champ externe statique. Nous obtenons alors, en utilisant l'identité trigonométrique  $\cos^2 \theta_H + \cos 2\theta_H = 3 \cos^2 \theta_H - 1$ ,

$$\left( \frac{\omega_0}{\mu_0 |\gamma|} \right)^2 \simeq H_0^2 + H_0 H_{\text{eff}} (3 \cos^2 \theta_H - 1) + H_{\text{eff}}^2 \cos^2 \theta_H \cos 2\theta_H. \quad (\text{G.1})$$

où  $\omega_0/2\pi$  est la fréquence de résonance,  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H m}^{-1}$  est la perméabilité du vide,  $\gamma = g\mu_B \hbar$  est le rapport gyromagnétique,  $g$  est le facteur de Landé,  $\mu_B$  le magnéton de Bohr,  $\hbar$  la constante de Planck réduite,  $H_0$  le champ de résonance,  $H_{\text{eff}}$  le champ effectif,  $\theta_H$  l'angle entre l'axe des fils et le champ externe statique. Si le champ externe est suffisamment important pour que  $H_0^2 \gg H_{\text{eff}}^2$ , il est possible de négliger le dernier terme de l'équation (G.1) par rapport au terme  $H_0^2$ . Si l'on prend la racine de l'équation (G.1), et que l'on développe la racine en série de Taylor au premier ordre, on obtient

$$H_0 - \frac{\omega_0}{\mu_0 |\gamma|} \simeq \frac{H_{\text{eff}}}{2} (1 - 3 \cos^2 \theta_H). \quad (\text{G.2})$$

Partant de l'équation (G.2), la différence entre le champ de résonance transverse  $H_{\perp}$  et le champ de résonance axial  $H_{\parallel}$ , s'écrit

$$H_{\perp} - H_{\parallel} \approx \frac{3}{2} H_{\text{eff}}. \quad (\text{G.3})$$

L'équation (G.3) indique que l'amplitude de la courbe du champ de résonance en fonction de l'angle du champ magnétique externe statique,  $H_{\perp} - H_{\parallel}$ , est proportionnelle au champ effectif  $H_{\text{eff}}$ . Puisque  $H_{\text{eff}}$  est donné par

$$H_{\text{eff}} = M_s (N_{x'x'} - N_{z'z'}) + \frac{2K}{\mu_0 M_s}, \quad (\text{G.4})$$

où  $M_s$  est l'aimantation à saturation des fils,  $N_{z'z'}$  est le facteur de désaimantation axial aux

fil,  $N_{x'x'}$  est le facteur de désaimantation transverse aux fils,  $K$  est la constante d'anisotropie uniaxiale additionnelle, nous en déduisons qu'un cylindre, avec  $N_{x'x'} - N_{z'z'} > 0$  et  $K = 0$ , donne un champ effectif positif et donc une courbe de résonance en forme de cloche. Une couche mince, avec  $N_{x'x'} - N_{z'z'} < 0$  et  $K = 0$ , donne un champ effectif négatif et donc une courbe de résonance en forme de cloche inversée (voir figure 4.3).

Tentons maintenant d'interpréter la position verticale de la dépendance angulaire du champ de résonance. Additionnons l'équation (4.33) au carré de l'équation (4.32), et supposons que le champ effectif est relativement faible (et donc que  $H_{\perp} - H_{\parallel}$  est aussi faible). On obtient alors que

$$\frac{H_{\parallel} + H_{\perp}}{2} \approx \frac{1}{\sqrt{2}C_b} \frac{\omega_0}{\mu_0|\gamma|}, \quad (\text{G.5})$$

où  $C_b$  est un facteur correctif près de 1 si  $H_{\perp} \simeq H_{\parallel}$ . L'équation (G.5) indique que la position moyenne de la courbe du champ de résonance en fonction de l'angle du champ externe statique est donnée par la fréquence angulaire du champ magnétique externe réduite par le facteur gyromagnétique.

En résumé, l'amplitude, la courbure et la position moyenne de la dépendance angulaire du champ de résonance sont proportionnelles à l'amplitude de  $H_{\text{eff}}$ , le signe de  $H_{\text{eff}}$  et la fréquence angulaire réduite  $\omega_0/\mu_0|\gamma|$ , respectivement.

## Réseau de fils uniformément aimantés

La figure G.1 montre les relations de dispersion  $\omega_k$  vs  $kD$ , d'un réseau infini de nanofils axialement aimantés, en fonction du vecteur d'onde normalisé  $kD$ , où  $D$  est la distance inter-fils, pour différentes directions de propagations  $\theta_k$ . Nous avons également indiqué sur le diagramme de dispersion les gammes de longueur d'onde  $\lambda = 2\pi/k$  comparables à un des paramètres géométriques du réseau (longueur  $L$ , distance inter-fils  $D$  ou dimension latérale de la membrane  $2R$ ). Nous nous limitons au cas d'une propagation dans le plan  $y'z'$ , ou l'axe  $z'$  correspond à l'axe des fils. Pour simplifier le problème, les pertes ont été négligées à l'équation (4.52) ( $\alpha = 0$  et  $T_1^{-1} = 0$ ), ce qui revient à calculer

$$\omega_k = \left[ \text{Re} \left( \omega_x \omega_y - \omega_M^2 (N_{\text{sh},xy} + N_{xy,k}^{\text{int}})^2 \right) \right]^{1/2}, \quad (\text{G.6})$$

où les différents termes sont donnés à l'équation (4.42) et  $\text{Re}()$  correspond à la partie réelle du terme entre parenthèses. Un réseau carré de fils a été utilisé pour calculer les interactions dipolaires. Les conclusions demeureront les mêmes avec un réseau hexagonal de fils.

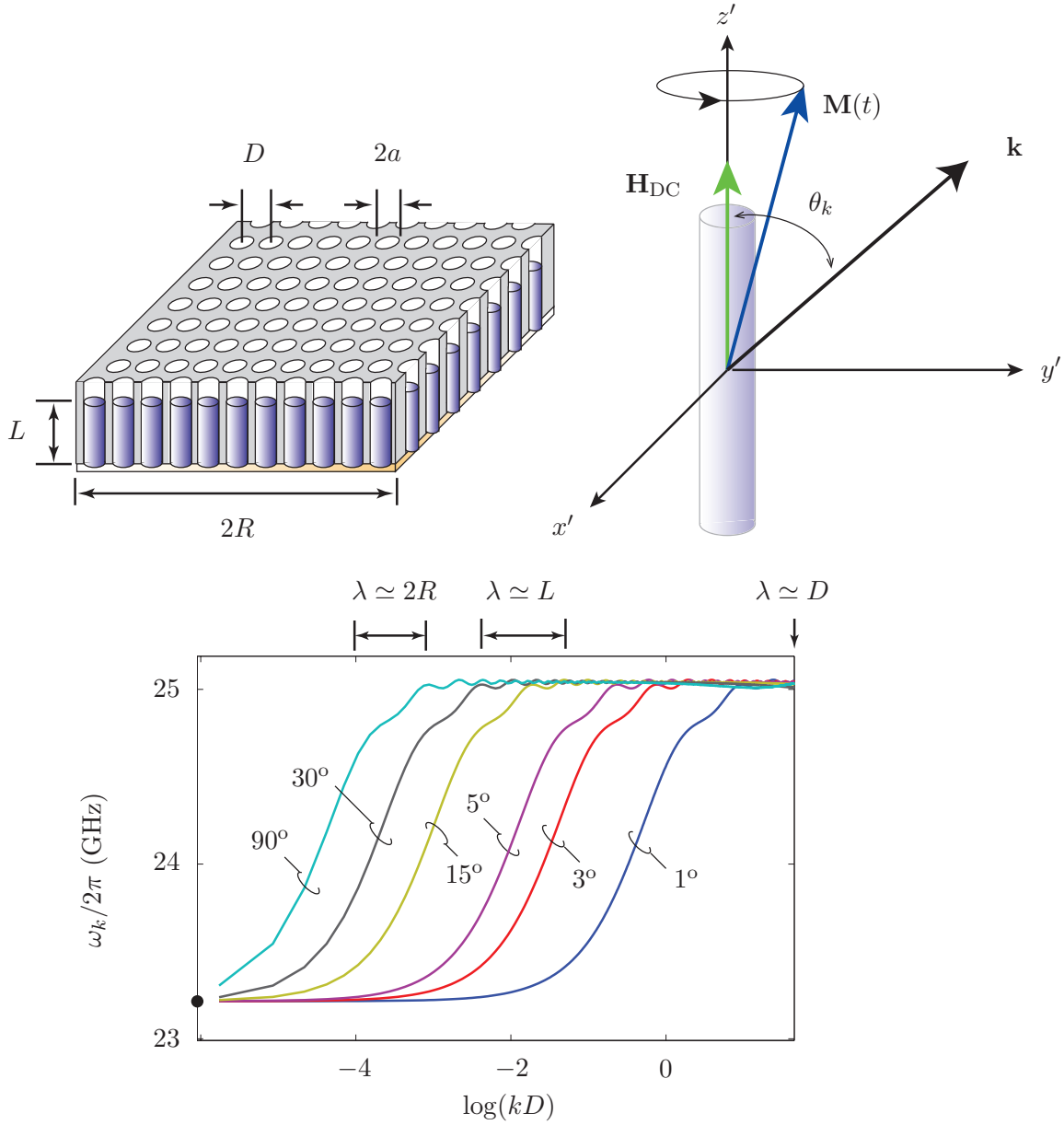


Figure G.1 Relations de dispersion  $\omega_k/2\pi$  d'un réseau de nanofils ferromagnétiques axialement aimantés en fonction du vecteur d'onde normalisé  $kD$ , pour quelques directions de propagation  $\theta_k$  allant de  $1^\circ$  à  $90^\circ$ . La résonance uniforme  $\omega_{k=0}/2\pi$  est indiquée par un point noir. Pour le calcul des relations de dispersion, l'équation (G.6) a été utilisée avec les paramètres suivants :  $2a = 40$  nm,  $D = 110$  nm,  $P = \pi(a/D)^2$  (réseau carré de  $500 \times 500$  fils),  $L = 20$   $\mu\text{m}$ ,  $M_s = 1400$  kA/m,  $H_{\text{DC}} = 1000 \times 1000/4\pi$  A/m,  $g = 2.26$ ,  $N_{\text{sh},zz} = 0$ ,  $\alpha = 0$  et  $T_1^{-1} = 0$ .

La figure G.1 montre que la fréquence des modes croît avec  $k$ , et devient constante à partir d'une certaine valeur de  $k$ . Lorsque  $k$  tend vers 0, l'aimantation dynamique des fils

précède essentiellement en phase. Lorsque le vecteur d'onde augmente, l'aimantation dynamique de certains fils fait face à l'aimantation dynamique de certains autres fils. Ceci cause un champ dipolaire dynamique opposé à l'aimantation dynamique de certains fils, et entraîne une augmentation la fréquence du mode.

À la limite où  $\theta_k \rightarrow 0$ , l'onde se propage dans la direction axiale aux fils. Dans ce cas, l'aimantation dynamique des fils oscille à l'unisson dans le plan transverse aux fils, puisque nous considérons l'aimantation dynamique comme uniforme à l'intérieur d'un fil. Le cas d'une onde magnétostatique qui se propage le long de la direction axiale d'un fil, avec  $\theta_k = 0$ , a été traité par Fletcher et Kittel [67] et Joseph et Schlömann [92], puis repris par Arias et Mills [8] et adapté aux nanofils.

La relation de dispersion donnée par l'équation (G.6) a été obtenue en supposant un milieu infini. À la limite où la longueur d'onde du mode devient comparable ou supérieure aux dimensions du réseau, l'approche dérivée ici ne tient plus. Il faudrait alors tenir compte des conditions aux frontières.

### Réseau de fils constitué de deux populations

L'équation du mouvement de l'aimantation de la population 1 s'écrit

$$\frac{\partial \mathbf{M}_1(t)}{\partial t} = -\mu_0 |\gamma| \mathbf{M}_1(t) \times \mathbf{H}_{\text{tot},1}(t) + \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M}_1(t) \times \frac{\partial \mathbf{M}_1(t)}{\partial t} - \frac{\mathbf{m}_1(t)}{T_1}, \quad (\text{G.7})$$

et l'équation du mouvement de l'aimantation de la population 2 s'écrit

$$\frac{\partial \mathbf{M}_2(t)}{\partial t} = -\mu_0 |\gamma| \mathbf{M}_2(t) \times \mathbf{H}_{\text{tot},2}(t) + \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M}_2(t) \times \frac{\partial \mathbf{M}_2(t)}{\partial t} - \frac{\mathbf{m}_2(t)}{T_1}, \quad (\text{G.8})$$

On écrit d'abord l'aimantation comme la somme d'un terme statique et dynamique,  $\mathbf{M}_1(t) = \mathbf{M}_{01} + \mathbf{m}_1(t)$  et  $\mathbf{M}_2(t) = \mathbf{M}_{02} + \mathbf{m}_2(t)$ . Nous écrivons également le champ total comme la somme d'un terme statique et dynamique  $\mathbf{H}_{\text{tot},j}(t) = \mathbf{H}_{\text{tot},j} + \mathbf{h}_{\text{tot},j}(t)$ , où  $j = 1, 2$ . La contribution totale au champ magnétique statique inclut le champ statique externe, le champ dipolaire de forme, le champ dipolaire inter-fils et le champ d'anisotropie, donc  $\mathbf{H}_{\text{tot},1} = \mathbf{H}_{\text{ext}} + \mathbf{H}_{\text{int},1} + \mathbf{H}_{\text{int},2} + \mathbf{H}_{\text{anis},1}$  et  $\mathbf{H}_{\text{tot},2} = \mathbf{H}_{\text{ext}} + \mathbf{H}_{\text{int},1} + \mathbf{H}_{\text{int},2} + \mathbf{H}_{\text{anis},2}$ . La contribution totale au champ magnétique dynamique inclut le champ externe dynamique, le champ dipolaire dynamique de forme, le champ dipolaire dynamique inter-fils et le champ d'anisotropie dynamique, donc  $\mathbf{h}_{\text{tot},1}(t) = \mathbf{h}(t) + \mathbf{h}_{\text{sh},1}(t) + \mathbf{h}_{\text{int},1}(t) + \mathbf{h}_{\text{int},2}(t) + \mathbf{h}_{\text{anis},1}(t)$  et  $\mathbf{h}_{\text{tot},2}(t) = \mathbf{h}(t) + \mathbf{h}_{\text{sh},2}(t) + \mathbf{h}_{\text{int},1}(t) + \mathbf{h}_{\text{int},2}(t) + \mathbf{h}_{\text{anis},2}(t)$ . Si l'on suppose une solution harmonique  $\mathbf{m}_j(t) = \mathbf{m}_j \exp(-i\omega_k t)$ , on néglige le produit  $\mathbf{m}_j(t) \times \mathbf{h}_{\text{tot},j}(t)$ , et que l'on utilise l'équation (4.2) pour convertir le produit vectoriel en produit matriciel, on obtient, en notation compacte et dans le système de coordonnées  $x'y'z'$ ,



$$\begin{pmatrix} \mathbf{A}_{11} & \mathbf{A}_{12} \\ \mathbf{A}_{21} & \mathbf{A}_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{m}_1(t) \\ \mathbf{m}_2(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{\bar{M}}_{01} & 0 \\ 0 & \bar{\bar{M}}_{02} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{h}(t) \\ \mathbf{h}(t) \end{pmatrix}. \quad (\text{G.9})$$

où  $\mathbf{m}_j(t) = (m_{j,x}\hat{\mathbf{x}}' + m_{j,y}\hat{\mathbf{y}}' + m_{j,z}\hat{\mathbf{z}}') \exp(-i\omega_k t)$ , avec  $j = 1, 2$ , et  $\mathbf{h}(t) = (h_x\hat{\mathbf{x}}' + h_y\hat{\mathbf{y}}' + 0\hat{\mathbf{z}}') \exp(-i\omega t)$ . Les différents termes de la matrice de gauche de l'équation (G.9) s'écrivent

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_{11} = & \bar{\bar{H}}_{\text{ext}} + \bar{\bar{M}}_{01} \overleftrightarrow{\mathbf{N}}_{\text{sh}} - \overleftrightarrow{\overleftrightarrow{\mathbf{N}}_{\text{sh}} \mathbf{M}_{01}} + \bar{\bar{M}}_{01} \overleftrightarrow{\mathbf{N}}_{\text{int},k,1} \\ & - \overleftrightarrow{\overleftrightarrow{\mathbf{N}}_{\text{int},1} \mathbf{M}_{01}} - \overleftrightarrow{\overleftrightarrow{\mathbf{N}}_{\text{int},2} \mathbf{M}_{02}} - \frac{i\alpha\Omega_k}{M_s} \bar{\bar{M}}_{01} + (i\Omega_k - \alpha_T) \overleftrightarrow{\mathbf{1}}, \end{aligned} \quad (\text{G.10})$$

$$\mathbf{A}_{12} = \bar{\bar{M}}_{01} \overleftrightarrow{\mathbf{N}}_{\text{int},k,2}, \quad (\text{G.11})$$

$$\mathbf{A}_{21} = \bar{\bar{M}}_{02} \overleftrightarrow{\mathbf{N}}_{\text{int},k,1}, \quad (\text{G.12})$$

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_{22} = & \bar{\bar{H}}_{\text{ext}} + \bar{\bar{M}}_{02} \overleftrightarrow{\mathbf{N}}_{\text{sh}} - \overleftrightarrow{\overleftrightarrow{\mathbf{N}}_{\text{sh}} \mathbf{M}_{02}} + \bar{\bar{M}}_{02} \overleftrightarrow{\mathbf{N}}_{\text{int},k,2} \\ & - \overleftrightarrow{\overleftrightarrow{\mathbf{N}}_{\text{int},2} \mathbf{M}_{02}} - \overleftrightarrow{\overleftrightarrow{\mathbf{N}}_{\text{int},1} \mathbf{M}_{01}} - \frac{i\alpha\Omega_k}{M_s} \bar{\bar{M}}_{02} + (i\Omega_k - \alpha_T) \overleftrightarrow{\mathbf{1}}, \end{aligned} \quad (\text{G.13})$$

où  $\overleftrightarrow{\mathbf{1}} = \hat{\mathbf{x}}'\hat{\mathbf{x}}' + \hat{\mathbf{y}}'\hat{\mathbf{y}}' + \hat{\mathbf{z}}'\hat{\mathbf{z}}'$  est le tenseur diagonal unitaire,  $\Omega_k = \omega_k/\mu_0|\gamma|$  est la fréquence réduite du mode propre de vecteur d'onde  $k$ ,  $\alpha_T = 1/\mu_0|\gamma|T_1$ ,  $\omega_M = \mu_0|\gamma|M_s$ ,  $\overleftrightarrow{\mathbf{N}}_{\text{sh}}$  est le tenseur de désaimantation de forme,  $\overleftrightarrow{\mathbf{N}}_{\text{int},1}$  est le tenseur de désaimantation inter-fils de la population 1,  $\overleftrightarrow{\mathbf{N}}_{\text{int},2}$  est le tenseur de désaimantation inter-fils de la population 2,  $\overleftrightarrow{\mathbf{N}}_{\text{int},k,1}$  est le tenseur de désaimantation inter-fils de la population 1 associé au mode propre de vecteur d'onde  $k$ ,  $\overleftrightarrow{\mathbf{N}}_{\text{int},k,2}$  est le tenseur de désaimantation inter-fils de la population 2 associé au mode propre de vecteur d'onde  $k$ . Aussi, on rappelle que si  $\mathbf{V}$  est un vecteur tel que  $\mathbf{V} = V_x\hat{\mathbf{x}} + V_y\hat{\mathbf{y}} + V_z\hat{\mathbf{z}}$ , alors il est possible d'écrire l'opérateur produit vectoriel  $\mathbf{V} \times$  comme [122]

$$\mathbf{V} \times = \bar{\bar{V}} = \begin{pmatrix} 0 & -V_z & V_y \\ V_z & 0 & -V_x \\ -V_y & V_x & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{G.14})$$

## ANNEXE H

### Magnétométrie quasi-statique

La figure H.1 montre les types de tiges utilisées pour les mesures de magnétométrie quasi-statique. Les acronymes TR, PR, CTR, CPR et CR tiennent pour tige transverse (*transverse rod*), tige perpendiculaire (*perpendicular rod*), tige transverse compensée (*compensated transverse rod*), tige perpendiculaire compensée (*compensated perpendicular rod*), et tige cylindrique (*cylindrical rod*). Le lecteur trouvera une discussion approfondie du signal des tiges et la possibilité d'annuler le signal d'une tige dans [30] et [33], ainsi que les références mentionnées dans ces articles.

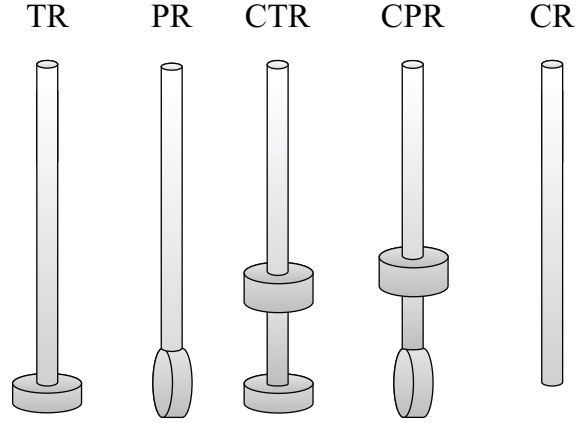


Figure H.1 Représentation schématique des tiges utilisées pour les mesures de magnétométrie quasi-statique.

Considérons un matériau magnétique dominé par les interactions dipolaires. Dans le cadre d'un modèle de champ moyen, où l'on suppose que seule la contribution dipolaire parallèle au champ externe statique contribue à la réponse statique, la susceptibilité apparente dans une direction définie par le champ magnétique externe statique est donnée par l'inverse du facteur de désaimantation dans cette direction, si l'on admet que la susceptibilité interne est très grande (voir [31] par exemple). Dans une expérience de magnétométrie quasi-statique, si la courbe d'hystérésis est normalisée à 1, on mesure  $M/M_s = \chi H_{\text{ext}}$ , où  $M$  est l'aimantation moyenne dans la direction du champ externe statique  $H_{\text{ext}}$ ,  $M_s$  est l'aimantation à saturation et  $\chi$  est la susceptibilité apparente normalisée. Suivant ces hypothèses, la susceptibilité apparente normalisée s'écrit

$$\chi = \frac{1}{NM_s}, \quad (\text{H.1})$$

où  $N$  est le facteur de désaimantation dans la direction du champ externe statique et  $M_s$  est l'aimantation à saturation. Si l'on connaît le facteur de désaimantation dans la direction de la mesure, on peut extraire l'aimantation à saturation du matériau. Pour une sphère, le facteur de désaimantation est  $N = 1/3$ , pour une couche mince infinie aimantée dans la direction transverse au plan,  $N = 1$ , et pour un cylindre infini aimanté dans une direction transverse à son axe de symétrie,  $N = 1/2$ . Il existe des formules analytiques pour calculer le facteur de désaimantation  $N$  d'un cylindre [172], d'un ellipsoïde de révolution [134] ou d'un prisme à base carré [3]. Si les mesures sont effectuées dans un système d'unités CGS, il faut remplacer  $N$  par  $4\pi N$ .

Nous allons d'abord extraire l'aimantation à saturation d'une sphère de Ni et de YIG, puis d'un microfil de Ni. Une fois que nous aurons validé l'approche, nous allons extraire l'aimantation à saturation de couches minces de Ni et de CoFeB électrodéposées sur une couche d'or, dans les mêmes conditions que celles pour les FMNWAs (voir chapitre 2).

La figure H.2 montre les courbes d'hystérésis d'une sphère de Ni et d'une sphère de YIG, mesurées à l'aide d'une tige cylindrique. Les sphères proviennent de NIST (*National Institute of Standards and Technology*). La sphère de Ni est de  $3.47 \pm 0.01$  emu ( $3.47 \pm 0.01$  mA m<sup>2</sup>) et de 2.383 mm de diamètre (*Standard Reference Material*® 772a). La sphère de YIG est de  $27.6 \pm 0.1$  emu/g ( $27.6 \pm 0.1$  A m<sup>2</sup>/kg), de 1 mm de diamètre, et de 2.8 mg, donc de moment magnétique  $77.28 \times 10^{-3}$  emu ( $77.28 \times 10^{-6}$  A m<sup>2</sup>) (*Standard Reference Material*® 2853).

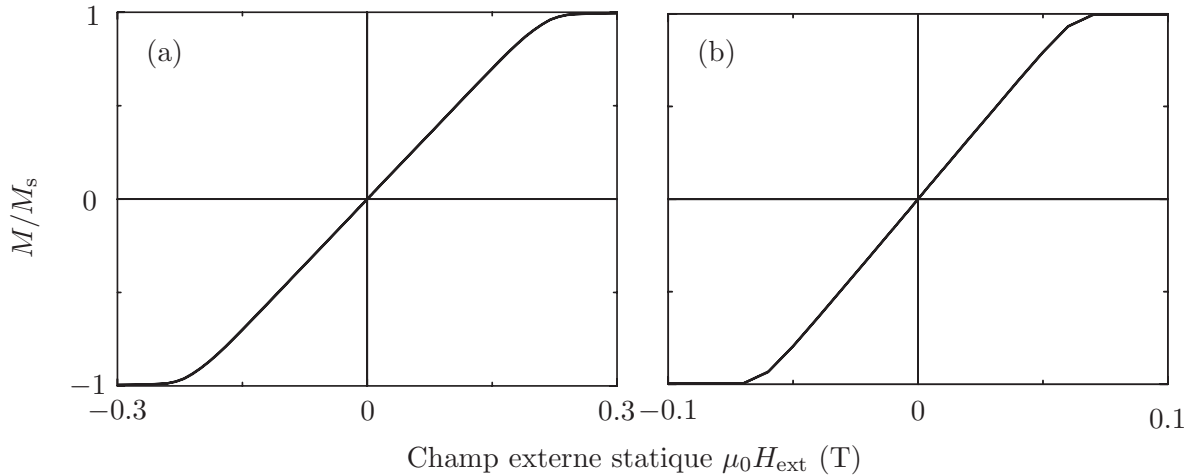


Figure H.2 Réponse quasi-statique d'une sphère de Ni (a) et de YIG (b).

Pour la sphère de Ni, la pente de régression extraite pour des valeurs de champ externe statique entre  $\pm 1$  kOe ( $\pm 0.1$  T) est  $4.676 \times 10^{-4}$  Oe<sup>-1</sup> ( $5.845 \times 10^{-6}$  A<sup>-1</sup> m). Le coefficient

de détermination associé à la régression linéaire est 1.0000. L'inverse de la pente divisée par  $4\pi/3$  (1/3 en SI) donne  $M_s = 510 \text{ emu/cm}^3$  (510 kA/m). L'aimantation à saturation spécifiée par le fabricant est  $490 \text{ emu/cm}^3$  (490 kA/m). L'erreur expérimentale sur l'estimation de  $M_s$  est de 4% par rapport à la valeur spécifiée par NIST.

Pour la sphère de YIG, la pente de régression extraite pour des valeurs de champ externe statique entre  $\pm 500 \text{ Oe}$  ( $\pm 0.05 \text{ T}$ ) est  $15.956 \times 10^{-4} \text{ Oe}^{-1}$  ( $1.995 \times 10^{-5} \text{ A}^{-1} \text{ m}$ ). Le coefficient de détermination associé à la régression linéaire est 1.0000. L'inverse de la pente divisée par  $4\pi/3$  (1/3 en SI) donne  $M_s = 149.7 \text{ emu/cm}^3$  (149.7 kA/m). L'aimantation à saturation spécifiée par le fabricant est  $147.59 \text{ emu/cm}^3$  (147.59 kA/m). L'erreur expérimentale sur l'estimation de  $M_s$  est de 1.4% par rapport à la valeur spécifiée par NIST.

La figure H.3 montre la courbe d'hystérésis axiale et transverse d'un microfil de Ni de 0.1 mm de diamètre, 2 mm de longueur, 99.994% pure, de la compagnie Alfa Aesar. Pour obtenir la courbe d'hystérésis transverse au fil, nous avons placé l'échantillon sur une tige cylindrique par inspection visuelle, de sorte que le fil soit transverse au champ externe statique. Nous avons ensuite obtenu plusieurs courbes d'hystérésis autour de  $90^\circ$ , par pas de  $1^\circ$ , jusqu'à ce qu'on obtienne la courbe d'hystérésis dont la susceptibilité apparente transverse au fil est minimale. Dans la direction transverse au fil, on calcule un facteur de désaimantation de  $N = 0.4946$ , en supposant un ellipsoïde de révolution. La pente de régression extraite pour des valeurs de champ externe statique entre  $\pm 1 \text{ kOe}$  ( $\pm 0.1 \text{ T}$ ) est  $3.2758 \times 10^{-4} \text{ Oe}^{-1}$  ( $4.094 \times 10^{-6} \text{ A}^{-1} \text{ m}$ ). Le coefficient de détermination associé à la régression linéaire est 1.0000. L'inverse de la pente divisée par  $4\pi \times 0.4946$  donne  $M_s = 486 \text{ emu/cm}^3$  (486 kA/m). Ceci donne une erreur de 1% par rapport à l'aimantation à saturation théorique du Ni de  $490 \text{ emu/cm}^3$ . À noter que si l'on utilise le facteur de désaimantation d'un cylindre, on obtient  $M_s = 496 \text{ emu/cm}^3$  (496 kA/m).

Nous allons maintenant appliquer la méthode des susceptibilités apparentes à des couches minces de Ni et de CoFeB, électrodéposées sur des couches d'or dans les mêmes conditions que celles pour les FMNWAs (voir chapitre 2). Une couche de Ti de 15 nm, suivie d'une couche d'or de 1 micron, ont été pulvérisées à la surface d'une plaquette de verre de 1 mm d'épaisseur. Les plaquettes de verre ont été préalablement nettoyées à l'eau déionisée pendant 5 min, gravées dans une solution d'acide sulfurique concentrée (98%) pendant 5 min, nettoyées à l'eau déionisée pendant 5 min, dégraissées pendant 5 min dans une solution d'acétone, dégraissées pendant 5 min dans l'isopropanol, nettoyées 5 min à l'eau déionisée, puis séchées sous un flux d'azote. Nous découpons ensuite des morceaux d'environ 1 cm par 1 cm à l'aide d'une pointe de diamant, puis nous préparons les échantillons à l'aide d'une procédure similaire à celle utilisée pour les FMNWAs (voir chapitre 2). Des couches minces d'environ 500 nm ont été électrodéposées à la surface des couches d'or.

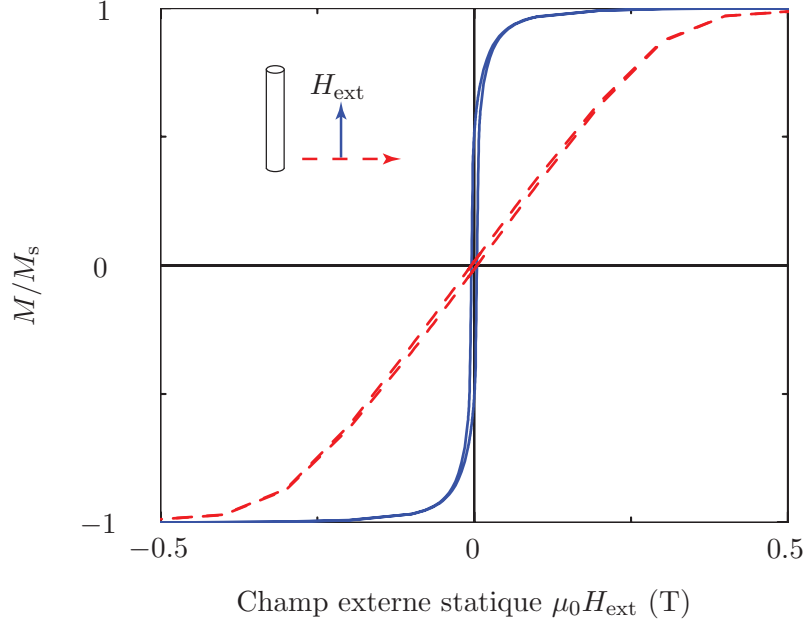


Figure H.3 Réponse quasi-statique d'un microfil de Ni.

La figure H.4 montre les courbes d'hystérésis de couches minces de Ni et de CoFeB électrodéposées sur une couche d'or. Pour obtenir les courbes d'hystérésis, nous avons coupé des carrés d'environ 3 mm par 3 mm à l'aide d'une pointe de diamant. Nous avons mesuré les courbes d'hystérésis à l'aide d'une tige perpendiculaire. Les courbes d'hystérésis ont été obtenues pour plusieurs angles autour de la normale au plan, par pas de  $1^\circ$ . La susceptibilité apparente a été calculée pour chaque courbe d'hystérésis, à l'aide d'une droite de régression dont le coefficient de détermination est supérieur à 0.99. Une régression quadratique a été effectuée sur le graphe susceptibilité apparente versus angle, afin de trouver l'extremum. L'aimantation à saturation a été obtenue en divisant la valeur extrême de l'inverse de la susceptibilité apparente par  $4\pi N$ , où  $N$  est le facteur de désaimantation de la couche, dans la direction transverse au plan. Pour des couches minces d'environ 500 nm d'épaisseur, de 3 mm par 3 mm de surface, on obtient un facteur désaimantation  $N = 0.9997$ , en approximant les couches par des ellipsoïdes oblates (si l'on utilise la formule pour un prisme donnée dans [3], on obtient  $N = 0.9986$ ). Pour le Ni, on obtient  $M_s = 460 \text{ emu cm}^{-3}$  ( $460 \text{ kA m}^{-1}$ ) alors que pour le CoFeB on obtient  $M_s = 1350 \text{ emu cm}^{-3}$  ( $1350 \text{ kA m}^{-1}$ ). La procédure a été répétée sur trois échantillons de Ni, et nous obtenons une aimantation à saturation moyenne de  $M_s = 460 \text{ emu cm}^{-3}$  ( $460 \text{ kA m}^{-1}$ ) et un écart-type de  $18 \text{ emu cm}^{-3}$  ( $18 \text{ kA m}^{-1}$ ). Nous considérons l'incertitude relative égale à un écart-type de la moyenne (4%). L'aimantation à saturation du Ni et du CoFeB est de  $M_s = 460 \pm 20 \text{ emu cm}^{-3}$  ( $M_s = 460 \pm 20 \text{ kA m}^{-1}$ ) et  $M_s = 1350 \pm 50 \text{ emu cm}^{-3}$  ( $M_s = 1350 \pm 50 \text{ kA m}^{-1}$ ).

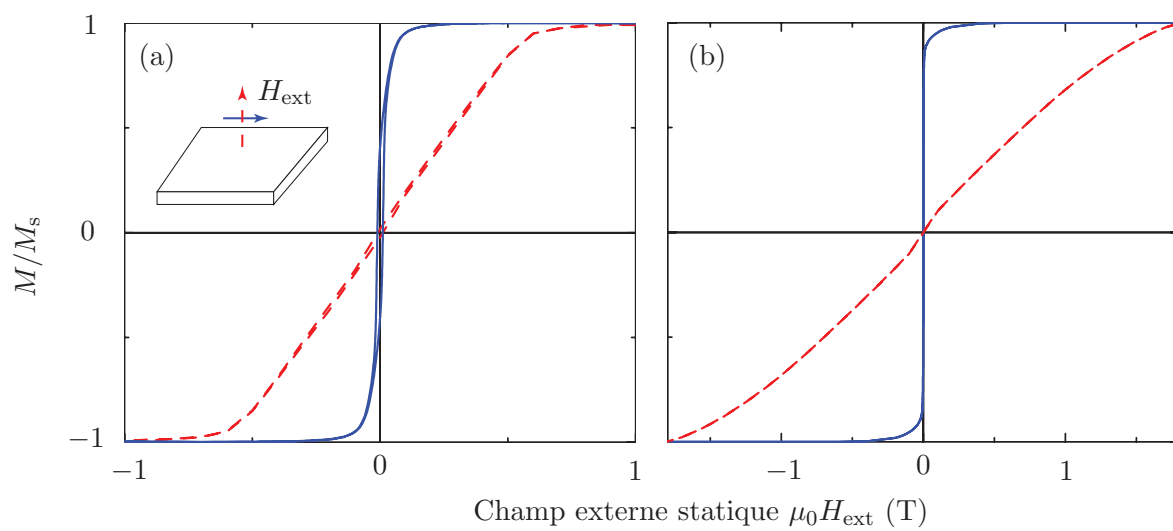


Figure H.4 Réponse quasi-statique de couches minces de Ni et CoFeB électrodéposées sur une couche d'or, mesurée par VSM. (a) Ni. (b) CoFeB.

## ANNEXE I

### Résonance ferromagnétique par guide d'onde court-circuité

Pour décrire la méthode de mesure FMR par guide d'onde court-circuité, nous suivons une approche similaire à celle dérivée par Green et Kohane [71], ainsi que les références citées dans ce document. Considérons un échantillon magnétique situé à une extrémité d'un guide d'onde, tel que montré à la figure I.1. L'échantillon est soumis à un champ externe statique  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$  et un champ dynamique  $\mathbf{h}(t)$ . L'échantillon situé à l'extrémité du guide d'onde est associé à une impédance de charge  $Z_L$  (*load impedance*). Notons l'impédance réduite  $Z = Z_L/Z_0 = R + jX$ , où  $Z_0$  est l'impédance caractéristique du guide d'onde,  $R$  est la partie résistive de l'impédance et  $X$  est la partie réactive. La partie résistive est associée aux pertes.

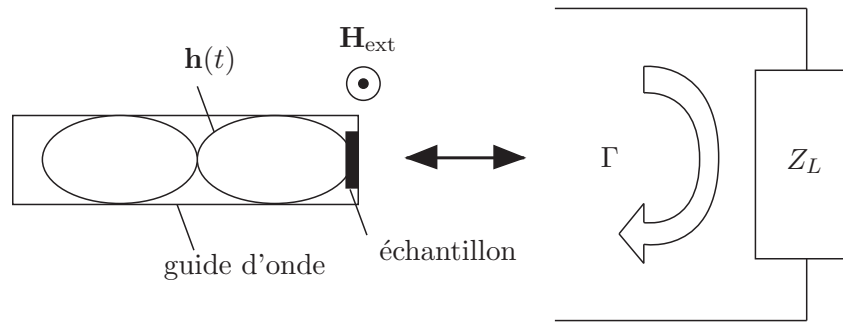


Figure I.1 Représentation circuitale de l'échantillon dans un guide d'onde pour la mesure FMR par guide d'onde court-circuité. L'échantillon est soumis à un champ externe statique  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$  et un champ dynamique  $\mathbf{h}(t)$ .

La puissance absorbée par l'échantillon est proportionnelle à  $\chi'' h^2$ , où  $\chi''$  est la partie imaginaire de la susceptibilité dynamique et  $h$  est l'amplitude du champ micro-onde, transverse au champ externe statique [84]. Comme  $\chi''$  est bien modélisée par une Lorentzienne (voir section 4.2), il est raisonnable de supposer que la partie résistive de l'impédance soit également bien représentée par une Lorentzienne. Ainsi,

$$R = \frac{R_0}{1 + \delta^2}, \quad (\text{I.1})$$

et

$$X = \delta R, \quad (\text{I.2})$$

où  $\delta = 2(H_{\text{ext}} - H_0)/\Delta H$ ,  $H_{\text{ext}}$  est le champ externe statique,  $H_0$  est le champ de résonance

et  $\Delta H$  est la pleine largeur à mi-hauteur de la résonance. Le coefficient de réflexion est donné par [140]

$$\Gamma = \frac{Z - 1}{Z + 1} = \frac{R - 1 + jX}{R + 1 + jX}. \quad (\text{I.3})$$

La puissance réfléchie, égale au carré du coefficient de réflexion, est donnée par

$$|\Gamma|^2 = \frac{(R - 1)^2 + (\delta R)^2}{(R + 1)^2 + (\delta R)^2}. \quad (\text{I.4})$$

En utilisant les équations (I.1) et (I.2), la puissance réfléchie peut s'écrire

$$|\Gamma|^2 = \frac{R_0^2 - 2R_0 + 1 + \delta^2}{R_0^2 + 2R_0 + 1 + \delta^2}. \quad (\text{I.5})$$

La puissance absorbée par l'échantillon est donc

$$1 - |\Gamma|^2 = \frac{4R_0/(1 + R_0^2)}{1 + (\frac{\delta}{1+R_0})^2} = \frac{A}{1 + (\frac{\delta}{1+R_0})^2}. \quad (\text{I.6})$$

En pratique, la puissance absorbée par l'échantillon est très faible, de sorte que la condition  $R_0 \ll 1$  est respectée. À ce moment, nous avons

$$1 - |\Gamma|^2 \simeq \frac{A}{1 + \delta^2}, \quad (\text{I.7})$$

ce qui représente l'équation d'une Lorentzienne, de champ de résonance  $H_0$  et de largeur à mi-hauteur  $\Delta H$ .

La puissance captée par le détecteur est proportionnelle à la puissance réfléchie  $|\Gamma|^2$ , tracée à la figure I.2(a) en fonction du champ magnétique externe statique à l'aide de l'équation (I.7). Le champ de résonance a été fixé à 0.5 T. Pour augmenter la sensibilité, nous utilisons généralement un amplificateur à détection synchrone (*lock-in amplifier*). Le champ magnétique externe statique est modulé par un champ externe sinusoïdal à 100 Hz, de faible amplitude. La puissance détectée par la diode est acheminée vers l'amplificateur à détection synchrone. Ce dernier mesure l'amplitude de la puissance modulée à 100 Hz,  $P_m$ . La puissance modulée est montrée à la figure I.2(b). Nous avons utilisé l'équation (I.7), où nous avons ajouté un champ de modulation  $H_{\text{mod}} = A \sin \omega t$ , où  $A$  est une constante et  $\omega/2\pi = 100$  Hz. La puissance modulée devient  $P_m = B \sin \omega t$ , où  $B$  est l'amplitude de la puissance modulée, pour un champ magnétique externe donné. La figure I.2(b) correspond donc à  $B$ , en fonction du champ externe statique.

À haut champ ( $H_{\text{ext}} \gg H_0$ ),  $|\Gamma|^2$  varie peu sous l'influence d'une modulation de champ, et donc l'amplitude de la puissance modulée est nulle. Sur les flancs de la résonance, la variation



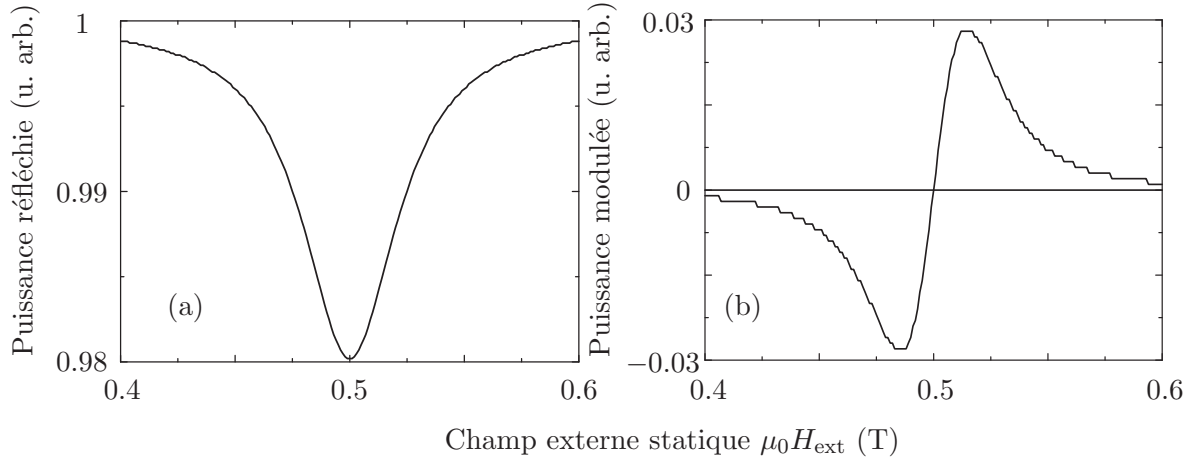


Figure I.2 Puissance détectée lors de la mesure FMR SWG. (a) Puissance réfléchie vers le détecteur. (b) Puissance réfléchie modulée par un signal de faible amplitude à 100 Hz.

de  $|\Gamma|^2$  est maximale sous l'influence d'une modulation de champ, et donc l'amplitude de la puissance modulée est aussi maximale. À la résonance, la variation de  $|\Gamma|^2$  est nulle sous l'influence d'une modulation de champ, et donc l'amplitude de la puissance modulée est nulle. Ainsi, nous venons de décrire l'amplitude de la puissance modulée, qui correspond à la dérivée de la puissance réfléchie.